

**THÈSE DE DOCTORAT**  
**UNIVERSITÉ PARIS OUEST - NANTERRE - LA DÉFENSE**

École Doctorale 139 : Connaissance, Langage, Modélisation  
Spécialité : Énergétique et Génie des Procédés

Laboratoire d'Énergétique, de Mécanique et d'Électromagnétisme

Présentée par

**Lorris NAVELLO-HUON**

---

**DÉVELOPPEMENT D'UN PYROMÈTRE  
BICHROMATIQUE IMPULSIONNEL POUR LA MESURE  
DE TEMPÉRATURE DE SURFACES SOLIDES ET LIQUIDES  
EN MILIEUX PERTURBÉS**

---

Thèse soutenue le 26 Novembre 2015 devant le jury composé de :

Pr.	Danielle WAGNER	Présidente du jury	Université de Paris Ouest
MCf.	Marie-Pierre PLANCHE	Rapporteur	UTBM
Pr.	Luis LEMOYNE	Rapporteur	ISAT-Université de Bourgogne
Pr. Em.	Philippe HERVÉ	Directeur thèse	Université de Paris Ouest
Pr.	Yannick BAILLY	Co-directeur thèse	Université de Franche Comté
Pr.	Diogo QUEIROS-CONDÉ	Examineur	Université de Paris Ouest
Pr.	Georges DESCOMBES	Examineur	CNAM
MCf.	Vincent PINA	Examineur	Université de Paris Ouest
Ing.	Yannick DAJOUX	Invité	Verallia



# Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Monsieur le Professeur Philippe Hervé, mon directeur de thèse, pour m'avoir conseillé et encadré durant ces travaux de recherches ainsi que Monsieur Oliver Polit pour m'avoir accueilli au sein du Laboratoire d'Énergie, de Mécanique de d'Électromagnétisme de l'Université Paris Ouest – Nanterre – La Défense.

Je remercie tout particulièrement Madame Marie-Pierre Planche, Maître de Conférences à l'Université Technologique de Belfort Montbéliard et Monsieur le Professeur Luis Le Moyne, Président de l'Institut Supérieur de l'Automobile et des Transports, où j'ai effectué mes études d'ingénieur d'avoir acceptés d'être les rapporteurs de ce mémoire.

Toute ma gratitude à Monsieur le Professeur Yannick Bailly du laboratoire FEMTO, mon co-directeur de thèse, pour ses précieux conseils ainsi qu'à Madame Danielle Wagner, Professeur de l'Université Paris Ouest, Monsieur Diogo Queiros-Condé, Professeur de l'Université Paris Ouest, Monsieur Georges Descombes, Professeur au Conservatoire National des Arts et Métiers et Monsieur Vincent Pina, Maître de Conférences à l'Université Paris Ouest, pour avoir accepté d'être membres de mon jury.

Je remercie également Monsieur Yannick Dajoux de chez Verallia et Monsieur Jean-Pierre Minard de chez MBDA pour l'intérêt et la confiance qu'ils m'ont accordé afin d'obtenir les résultats présentés dans cette thèse.

Toute ma reconnaissance à Jeremy Lebedinsky, Nicolas Rambure et Robin Conseil, Docteurs de l'Université Paris Ouest, et Monsieur Julien-Pierre Offret doctorant de la société LASUR pour leur aide précieuse et pour m'avoir accompagné durant ces longues et intenses journées de mesures.

Merci à tous les professeurs, techniciens et personnels de l'UFR SITEC de Ville d'Avray pour leur aide tout au long de ma vie au LEME.

Je tiens finalement à remercier tous les Docteurs et doctorants du LEME pour ces trois années de bonne humeur et de bons moments passés ensemble. Merci à Romain, Mohand, Wang, Tanguy, Sasha, Alex, Rahim, Khanh, Patrice, Dimitri et ceux que j'oublie. Merci enfin à ma famille et mes amis pour leur support durant ces trois années.



# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>iii</b>
<b>Table des matières</b>	<b>v</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1. Chapitre 1 : Etat de l'art</b>	<b>5</b>
1.1 Principe de la mesure d'une température de surface.....	7
1.2 Méthodes de mesures avec contact .....	8
1.2.1 Thermomètre à résistance métallique et thermistances .....	8
1.2.2 Thermocouple .....	9
1.3 Méthodes de mesures radiatives .....	12
1.3.1 Les différentes techniques .....	12
1.3.2 Méthodes « passives » .....	12
1.3.3 Méthodes « actives » .....	28
<b>2. Chapitre 2 : Mise au point de la méthode de mesure</b>	<b>35</b>
2.1 Rappels théoriques.....	37
2.1.1 Définition du rayonnement thermique .....	37
2.1.2 Définitions des grandeurs du rayonnement thermique.....	38
2.1.3 Lois et principes associées au rayonnement thermique .....	41
2.2 Mesure par pyrométrie bichromatique impulsionnelle.....	50
2.2.1 Principe de la mesure .....	50
2.2.2 Sensibilité de la mesure.....	54
2.2.3 Erreur de principe de la mesure .....	55
2.2.4 Facteur de qualité.....	57
2.3 Appareillage.....	60
2.3.1 Source laser .....	60
2.3.2 Montage optique.....	63
2.3.3 Détecteurs .....	68
2.3.4 Détection synchrone et acquisition.....	71
2.4 Étude en laboratoire.....	75

2.4.1	Choix du domaine spectral .....	75
2.4.2	Choix de la fréquence de modulation et du rapport cyclique.....	75
2.4.3	Étalonnage sur un corps noir.....	79
2.4.4	Validation des mesures .....	84
2.4.5	Tests avec phénomènes d'absorption.....	86
2.4.5.1	Absorption par la vapeur d'eau (gaz) .....	86
2.4.5.2	Absorption par gouttelettes d'eau (liquide).....	91
2.4.6	Caractéristiques générales de la mesure .....	94
<b>3.</b>	<b>Chapitre 3 : Détermination de la température de surface d'un matériau métallique</b>	<b>97</b>
3.1	Température de paroi d'une chambre de sortie de statoréacteur .....	98
3.1.1	Rappels techniques et historiques .....	98
3.1.2	Enjeux de la mesure .....	102
3.1.3	Description des essais.....	107
3.1.4	Résultat essai supersonique .....	114
3.1.5	Analyse .....	114
3.1.6	Résultat essai subsonique .....	115
3.1.7	Analyse .....	116
3.1.8	Mesure spectrométrique.....	117
3.1.9	Conclusions et perspectives .....	120
3.2	Température de surface d'une barre d'acier en aciérie.....	121
3.2.1	Rappels techniques et historiques .....	121
3.2.2	Enjeux de la mesure .....	123
3.2.3	Description de l'essai.....	124
3.2.4	Résultat de l'essai .....	126
3.2.5	Analyse .....	127
3.2.6	Conclusion et perspectives .....	128
<b>4.</b>	<b>Chapitre 4 : Détermination de la température de surface d'un diélectrique en fusion dans l'industrie verrière</b>	<b>131</b>
4.1	Rappels théoriques sur les matériaux diélectriques .....	132
4.2	Rappels historiques .....	134
4.3	Mesure de température de surface d'un bain de verre en fusion.....	137
4.3.1	Enjeux de la mesure .....	137
4.3.2	Matériel utilisé.....	144
4.3.3	Protocole des mesures .....	147

---

4.3.4	Résultats .....	147
4.3.5	Analyse .....	150
4.3.6	Conclusion et perspectives .....	156
4.4	Mesure de température d'une coulée de silice en fusion .....	158
4.4.1	Enjeux de la mesure .....	158
4.4.2	Matériel utilisé.....	161
4.4.3	Protocole des mesures .....	164
4.4.4	Résultats .....	164
4.4.5	Analyse .....	167
4.4.6	Conclusion et perspectives .....	174
<b>5.</b>	<b>Chapitre 5 : Détermination de l'épaisseur d'une couche par photothermométrie</b> .....	<b>177</b>
5.1	Rappels historiques et principe de l'étude.....	178
5.2	Détermination de l'épaisseur d'une couche de peinture lubrifiante.....	180
5.2.1	Modélisation.....	180
5.2.2	Description et mise en place des essais .....	191
5.2.3	Résultats .....	193
5.2.4	Analyse .....	195
5.2.5	Mesure de l'épaisseur d'une couche.....	196
5.2.6	Analyse .....	197
5.3	Conclusion .....	199
<b>6.</b>	<b>Conclusion et perspectives</b> .....	<b>201</b>
	<b>Bibliographie</b> .....	<b>207</b>
	<b>Table des figures</b> .....	<b>211</b>
	<b>Liste des tableaux</b> .....	<b>221</b>



# Introduction

Que ce soit dans le domaine de la recherche ou de l'industrie, les mesures de température sont particulièrement importantes car la température d'un solide, d'un liquide ou d'un gaz représente une donnée physique essentielle à laquelle un nombre important de phénomènes connus sont liés. De nombreuses méthodes de mesures de températures à distance ont été développées depuis plusieurs décennies. Seulement la grande majorité de ces méthodes de mesures atteignent leurs limites lorsqu'il s'agit de déterminer la température de surface d'un objet situé dans un milieu très perturbé comme cela peut être le cas dans un moteur à combustion interne ou un haut fourneau par exemple. Ces perturbations sont nombreuses et diverses, comme des rayonnements se réfléchissant sur la surface observée, mais elles sont le plus souvent liées à l'absorption du milieu entre l'objet et l'appareil de mesure. Ces phénomènes d'absorption sont généralement représentés par les gaz et autres produits de combustion comme les suies. C'est justement dans ces milieux perturbés que la connaissance de ce paramètre est la plus difficile à obtenir.

Les premières mesures de températures remontent au début du XVIIème siècle lorsque Galilée se rend compte au cours d'une expérience sur la chaleur que l'air se dilate lorsqu'il s'échauffe et au contraire se contracte en refroidissant. C'est le début des premiers thermomètres dits « à air » qui ont cependant le problème d'être sensibles à la pression atmosphérique, viendront ensuite les thermomètres à tubes fermés, contenant principalement du mercure. La découverte de l'effet Seebeck en 1821 sera à l'origine de la création de méthodes figurant toujours parmi les plus employées dont le thermocouple [1]. D'autres méthodes utilisent la variation de la résistivité avec la température d'un métal (comme le platine) ou d'un semi-conducteur [2]. Ces méthodes de mesure standard par contact ont cependant des inconvénients. Elles sont limitées à des phénomènes stationnaires et à des températures inférieures à 1500°C (par exemple pour un thermocouple type S Pt/Pt-10%Rh) [3]. Effectivement, au-delà de telles températures, l'alliage de la jonction thermoélectrique n'est plus stable et risque de se désagréger. La réponse obtenue peut donc fluctuer avec le temps à cause de la diffusion d'atomes dans l'alliage. C'est pourquoi l'utilisation de thermomètres radiatifs, les seuls utilisables au-dessus de 2000°C, prend tout son sens.

Les travaux sur la définition du corps noir de la fin du XIXème siècle ont alors permis l'émergence d'un nouveau type de mesure basé sur l'étude du spectre lumineux émis par l'objet étudié. L'étude du rayonnement est beaucoup mieux adaptée à des situations comme la mesure d'une cible en mouvement ou d'un objet possédant une très faible capacité thermique. Des mesures sans contacts sont alors nécessaires. Pour des températures au-dessus de 600°C, les thermomètres radiatifs, plus communément appelés pyromètres, fonctionnant à une seule longueur d'onde sont généralement utilisés. Seulement cette méthode peut être gênée par la réflexion de rayonnements perturbateurs, comme le rayonnement de la flamme dans le cas d'un moteur à combustion, le rayonnement des autres parois dans le cas d'un four ou encore dans un tube à choc [4][5]. De plus le facteur d'émission, caractéristique du matériau dont on cherche à mesurer la température et qui est compris entre 0 et 1 (qui est la valeur de l'émissivité du corps noir) peut également fluctuer en fonction de la température pour les matériaux rugueux [6]. Le seul moyen de s'affranchir de ces paramètres est de travailler aux plus petites longueurs d'ondes possibles comme dans l'UV afin de

limiter au maximum l'influence de l'émissivité [7][8], ou de réaliser une mesure à deux longueurs d'ondes différentes que l'on appelle alors bichromatique. Les températures obtenues par ce type de détecteurs sont moins affectées par les perturbations comme des changements de transmissions optiques du rayonnement étudié et des variations d'émissivité de la cible. L'émissivité spectrale est en effet fonction du domaine spectral, de la température et de la direction du rayonnement émis par l'objet mesuré. La méthode radiative bichromatique existe depuis plusieurs années mais elle reste encore sujette aux variations d'émissivité et aux perturbations extérieures, d'où le développement de la photothermométrie consistant à exciter localement la surface étudiée à l'aide d'une source thermique modulée. Cette méthode a fait l'objet d'études et de développements dans des cas bien spécifiques en laboratoire [9][10][11][12] mais rarement dans le cas de milieux perturbés comme on les rencontre souvent dans le domaine industriel [13] [14].

Le but de cette thèse est donc le développement d'une méthode de mesure optique active utilisable en milieu industriel pour la mesure de températures de surface en milieux très perturbés là où les méthodes conventionnelles ont leurs limites. Ces méthodes sont donc principalement représentées par les pyrométries optiques malgré les sources d'erreurs, grâce au faible coût des composants et la simplicité d'utilisation. Or les milieux industriels sont le lieu de nombreuses et diverses perturbations parmi lesquelles l'absorption atmosphérique du milieu ambiant qui gêne toutes les mesures optiques. Les causes en sont les émanations de gaz, fumées et tous phénomènes de combustion couramment rencontrés. La présence d'un certain volume de gaz sur le trajet optique de l'appareil absorbe alors une partie du rayonnement collecté entraînant une source d'erreur. L'autre source principale est due aux réflexions sur la surface visée provenant d'une flamme ou toutes autres surfaces rayonnantes présentes dans l'environnement de mesure ce qui est là aussi courant. Le développement d'un nouveau pyromètre capable d'opérer à distance et surmonter ces perturbations dans n'importe quel environnement est alors motivé par le fait qu'il n'existe aucun appareil de ce type à l'heure actuelle. Cet intérêt d'amélioration des mesures de températures est porté par l'optique d'économies d'énergies ou de sécurité dans le milieu industriel.

Une étude des différentes méthodes optiques utilisées nous a alors amené vers la pyrométrie bichromatique impulsionnelle sur laquelle il existe très peu de publications, dont une étude menée par notre laboratoire afin de délimiter le champ de température d'un bain de soudure TIG [14]. À part quelques cas précis [13], il n'y a eu aucune autre application de cette technique d'où la démarche de ce rapport. Cette méthode se base sur une excitation thermique de la surface que l'on cherche à caractériser par un flux de rayonnement modulé, idéalement généré par un laser. Le pulse laser induit alors une variation périodique de la température de surface de l'objet visé. L'amplitude du rayonnement périodique émis par la surface à haute températures est alors mesurée à deux courtes longueurs d'onde et extraite par détection synchrone. Le rapport de ces deux amplitudes de rayonnement dépend de la valeur de température de l'objet mesuré. La méthode bichromatique active choisie peut alors éliminer complètement l'erreur due au rayonnement ambiant ainsi que l'influence des fumées et vapeurs que l'on rencontre régulièrement en environnements industriels et qui perturbe les mesures optiques. Nous verrons également que le champ d'applications ne se limite pas seulement aux mesures de températures et qu'un certain nombre de caractéristiques physiques d'un matériau comme la diffusivité thermique ou encore l'épaisseur d'une couche mince peuvent être déterminées par l'intermédiaire de cette méthode.

Le premier chapitre de cette thèse sera consacré à l'état de l'art des mesures de températures de surface tandis que le chapitre 2 détaillera la méthode choisie ainsi que les notions théoriques de rayonnement associées. Les chapitres 3 et 4 seront consacrés aux applications en milieux industriels perturbés telle que la paroi de sortie d'un prototype de statoréacteur pour le chapitre 3 et un

diélectrique en fusion dans l'industrie verrière pour le chapitre 4. Le chapitre 5 détaillera quant à lui l'utilisation de l'excitation photothermique monochromatique afin de déterminer l'épaisseur de couches minces de peinture ou de dépôts.



# Chapitre 1 : Etat de l'art

Ce premier chapitre décrit les principales méthodes de mesures de températures de surface d'un solide ou d'un liquide, intrusives et non-intrusives.

## Nomenclature :

$T$  : Température (K).

$dS$  : Élément de surface rayonnante ( $m^2$ ).

$R$  : Résistance électrique ( $\Omega$ ).

$dT$  : Différence de température entre les deux jonctions d'un thermocouple (K).

$dV$  : Différence de potentiel électrique entre les deux jonctions d'un thermocouple (V).

$S_{ab}$  : Coefficient Seebeck du couple de matériaux d'un thermocouple ( $V.K^{-1}$ ).

$u$  : Réponse indicielle du thermocouple.

$K$  : Capacité calorifique du capteur ( $K.s^{-1}$ ).

$G$  : Facteur d'échange du capteur ( $K.s^{-2}$ ).

$\tau_{TC}$  : Temps de réponse du thermocouple (s).

$d^5\phi$  : Flux de photons d'un faisceau lumineux (W).

$\epsilon_\lambda$  : Emissivité à la longueur d'onde  $\lambda$ .

$L_\lambda^0$  : Luminance d'équilibre.

$dS_d$  : Surface élémentaire sur le détecteur ( $m^2$ ).

$D$  : Sensibilité du détecteur ( $V.W^{-1}$ ).

$d\Omega_d$  : Angle solide élémentaire d'observation (sr).

$\lambda$  : Longueur d'onde (m).

$k, k'$  : Vecteurs directeur de la direction d'observation, dans l'espace image et objet.

$n$  : Vecteur directeur de la normale à la surface élémentaire.

$L_i$  : Luminance incidente sur la surface observée ( $W.m^{-3}.sr^{-1}$ ).

$L_{fs}$  : Luminance partant de la surface observée ( $W.m^{-3}.sr^{-1}$ ).

$\tau_f, \tau_{op}$  : Transmission du filtre et du système optique.

$\Sigma$  : Signal de sortie des détecteurs (V).

$\beta_\lambda$  : Facteur de sensibilité du pyromètre au flux lumineux ( $V.m^3.sr.W^{-1}$ ).

$g$  : Facteur d'amplification des incertitudes relatives par la mesure.

$\Delta T$  : Différence de température entre les deux pyromètres (K).

$T'$  : Température moyenne observée par les pyromètres (K).

$\delta T$  : Biais introduit sur la température par une différence des pyromètres (K).

$\Delta T_e$  : Amplitude de l'élévation de température suite à l'excitation par le laser (K).

$C_1, C_2$  : Constantes de la loi de Planck.

$T_V$  : Température vraie de la surface observée (K).

$T_L$  : Température de luminance (K).

$\Delta\varepsilon/\varepsilon$  : Incertitude sur l'émissivité de la surface observée.

$\tau_\lambda$  : Coefficient de transmission de l'atmosphère entre la cible et le pyromètre.

$A$  : Facteur de forme pour la pyrométrie en émission/réflexion.

$E_i$  : Système d'équation en émission.

$R_i$  : Système d'équations en réflexion.

## 1.1 Principe de la mesure d'une température de surface

Mesurer une température de surface est plus difficile que celle d'un liquide par exemple car elle est sujette à de nombreuses erreurs et nécessite par conséquent de prendre de nombreuses précautions. La connaissance de cette température de surface est pourtant indispensable, tant dans le domaine de la recherche (notamment dans le secteur des transferts thermique où la détermination correcte des températures de surfaces est cruciale) que dans celui de nombreuses applications industrielles.

La notion de température de surface se déduit de la notion importante de température, variable principale du principe de thermodynamique. On sait qu'elle est proportionnelle à l'énergie d'agitation moyenne des particules qui constitue la matière, et ce à l'équilibre thermodynamique. Lorsque l'on parle de température en un point du milieu étudié cela signifie, en fait, qu'il s'agit de la température d'un petit élément de volume entourant ledit point, suffisamment petit à l'échelle de notre observation pour être considéré comme ponctuel mais encore suffisamment assez grand pour contenir un grand nombre de particules afin que la notion de moyenne ait un sens. Lorsque ce milieu est le siège de gradients de température importants, on suppose l'élément de volume suffisamment petit pour que l'équilibre thermodynamique y soit pratiquement réalisé. Si l'on considère la surface étudiée comme une entité géométrique sans épaisseur, donc immatérielle, parler dans ces conditions de température de surface n'a pas vraiment de sens. La température de surface ne peut en fait représenter que celle d'un petit élément de matière immédiatement sous-jacent à l'élément d'aire  $dS$  centré en ce point et appartenant à la frontière immatérielle milieu-extérieur. Son épaisseur, très mince devant  $dS$  doit rester suffisante pour que la notion de température garde son sens ; il s'agit alors d'une température moyenne pour l'étendue de cet élément.

Comme nous venons de le souligner, il s'agit de déterminer la température du petit élément de matière infiniment mince sous-jacent à l'élément  $dS$ . On utilise pour cela un capteur thermométrique en interaction thermique avec cet élément. Cela signifie que la grandeur physique  $f$  qu'il mesure (grandeur thermométrique) doit dépendre de la température. On peut alors classer les différentes méthodes de mesures selon la nature de cette interaction.

Si l'interaction se fait par contact direct capteur-surface, on dit que l'on a affaire à une méthode de contact [15]. Dans ce type de méthode, le capteur tend à se mettre en équilibre thermique local avec l'élément. S'il y a adiabaticité du capteur avec l'extérieur, sa température d'équilibre est égale à celle de la surface avec laquelle il est en contact.

Si l'interaction se fait sans contact direct, le capteur pouvant être très éloigné de la surface, on dit qu'il s'agit d'une méthode sans contact [16]. Tout en restant en interaction thermique avec l'élément de surface  $dS$ , le capteur n'est plus en équilibre thermique avec lui, mais la grandeur physique qu'il mesure dépend de son état thermique. Ces techniques de mesures sont fondées sur l'analyse énergétique du rayonnement émis ou réfléchi sur l'élément de surface étudié.

## 1.2 Méthodes de mesures avec contact

### 1.2.1 Thermomètre à résistance métallique et thermistances

La mesure de la température avec des thermomètres à résistance est basée sur une propriété commune à tous les conducteurs et les semi-conducteurs, à savoir que leur résistance varie en fonction de la température [15]. Le paramètre thermosensible est donc la résistance électrique. Celle-ci varie selon des lois empirique (T en kelvins) de la forme :

$$R = R_0 + a(T - T_0) + b(T - T_0)^2 \quad (1.1)$$

Pour les thermomètres à résistance métallique, le Platine étant le matériau le plus couramment employé, et pour les thermistances :

$$R = a \cdot \exp(b/T) \quad (1.2)$$

Cette propriété est plus ou moins marquée selon le matériau utilisé. La variation relative de la résistance en fonction de la température ( $dR/dt$ ), appelée « coefficient de température », n'est généralement pas constante sur la plage de température concernée, mais est elle-même fonction de la température. C'est pour cette raison que la relation mathématique entre résistance et température a la forme d'un polynôme d'ordre élevé.

La figure 1.1 montre la variation de la résistance en fonction de la température pour un thermomètre à résistance type Pt100 :

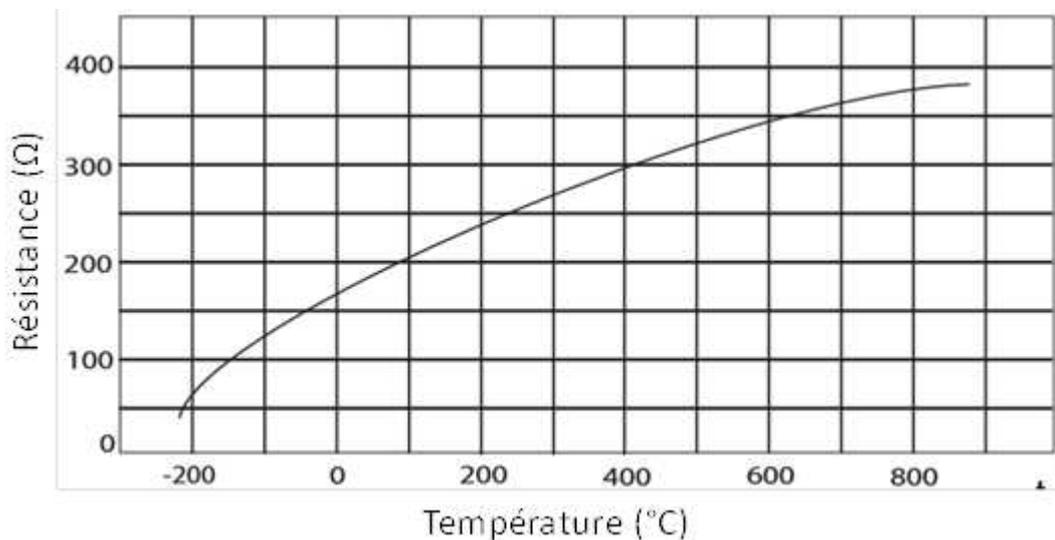


Figure 1.1 : Variation de la résistance en fonction de la température

La sonde de température à résistance est composée d'une bobine de platine enroulée autour d'un support adapté. La bobine de fil métallique est soit fondue dans du verre, soit incorporée dans de la céramique. Pour satisfaire les besoins actuels portant sur des dimensions plus compactes et des valeurs de résistance plus élevées, on utilise des couches de platine extrêmement minces appliquées sur un substrat céramique à la place de fils métalliques. Ces éléments de mesure sont généralement

installés dans des tubes de protection (inserts de mesure) adaptés pour les protéger contre les dommages mécaniques. Cela permet également de faciliter leur remplacement en évitant d'avoir à remplacer l'installation complète. Comme les thermomètres à résistance sont des sondes de température de contact, le boîtier doit être adapté à l'application.

Lorsqu'on utilise des thermomètres à résistance pour procéder à des mesures de température, il faut tenir compte du fait que la résistance du fil sélectionné a un impact sur le résultat de la mesure. Trois types de circuits sont couramment utilisés : les circuits à 2 fils, à 3 fils et à 4 fils.

Les thermomètres à résistance peuvent être utilisés sur une plage de température allant de  $-220^{\circ}\text{C}$  à  $+600^{\circ}\text{C}$ . Leurs principaux avantages sont la simplicité, le faible prix, les dimensions réduites, une réponse rapide et une certaine robustesse. Les principaux inconvénients sont de nécessiter une certaine destruction de la surface étudiée par soudage ou collage, une mise en œuvre parfois délicate et une limitation aux températures inférieures à  $600^{\circ}\text{C}$ .

### 1.2.2 Thermocouple

Le principe de fonctionnement des thermocouples est basé sur l'effet Seebeck, découvert par Thomas Johann Seebeck en 1821. Celui-ci consiste en la création d'une force électromotrice de contact qui varie en fonction de la température, au point de contact des deux métaux [15]. L'effet Seebeck est un effet thermoélectrique dont l'origine électrique est une différence de potentiel apparaissant à la jonction de deux matériaux soumis à une différence de température. C'est l'inverse de l'effet Peltier qui lui, au contraire, met en évidence la création d'un écart de température lorsqu'un courant traverse une jonction de deux matériaux. La figure 1.2 ci-dessous montre le schéma thermoélectrique de base :

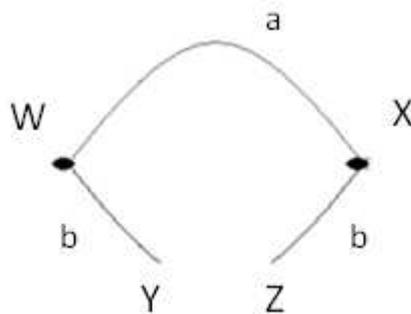


Figure 1.2 : Schéma thermoélectrique basique

Deux matériaux de natures différentes  $a$  et  $b$  sont reliés au moyen de deux jonctions situées aux points  $W$  et  $X$ . Une différence de température  $dT$  est alors appliquée entre ces deux points entraînant l'apparition d'une différence de potentiel électrique  $dV$  entre  $Y$  et  $Z$ . Cela permet de définir le coefficient Seebeck du couple de matériaux  $S_{ab}$  :

$$S_{ab} = \frac{dV}{dT} = \frac{V_Y - V_Z}{T_W - T_X} \quad (1.3)$$

Le coefficient Seebeck de chaque matériau est alors lié au coefficient du couple par la relation :

$$S_{ab} = S_b - S_a \quad (1.4)$$

Le coefficient Seebeck s'exprime en  $V.K^{-1}$ .

Un couple thermoélectrique (plus communément appelé thermocouple) est composé de deux conducteurs électriques de matériaux différents reliés entre eux à une extrémité (jonction de mesure). Les deux extrémités libres constituent un point de compensation, soit une jonction de référence. Le thermocouple peut être étendu à l'aide d'un câble prolongateur ou d'un câble de compensation, lui-même raccordé à un instrument de mesure, comme un galvanomètre ou une unité de mesure électronique.

La tension thermoélectrique au niveau de la jonction de référence dépend des matériaux du thermocouple et de la différence de température entre la jonction de mesure et la jonction de référence. Pour les mesures de température, la température de la jonction de référence doit être maintenue constante (par ex. :  $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ ) ou doit être connue avec précision pour apporter la correction voulue en mV. La figure 1.3 ci-dessous montre le schéma de principe d'un thermocouple :

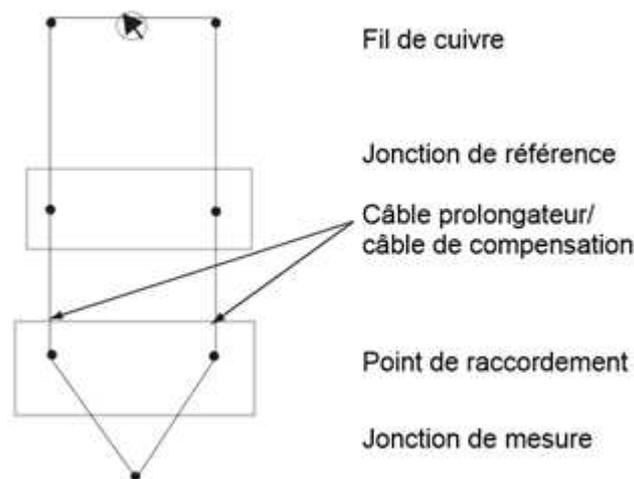


Figure 1.3 : Schéma de principe d'un thermocouple

Les câbles prolongateurs sont à base du même matériau que le thermocouple correspondant (par exemple : Cu-CuNi, Fe-CuNi). Les câbles de compensation sont à base de matériaux spéciaux. Jusqu'à  $200^{\circ}\text{C}$ , les câbles de compensation fournissent la même tension thermoélectrique que les thermocouples auxquels ils sont raccordés. Les tensions thermoélectriques des thermocouples sont établies sur la base de séries de valeurs dites « de base ». Voici quelques exemples de thermocouples et leurs domaines de température :

- Cuivre – constantan, Température d'emploi :  $-15^{\circ}\text{C}$  à  $350^{\circ}\text{C}$  (type T)
- Fer – constantan, Température d'emploi :  $0^{\circ}\text{C}$  à  $600^{\circ}\text{C}$  (type J)
- Nickel/Chrome – Nickel, Température d'emploi :  $0^{\circ}\text{C}$  à  $1100^{\circ}\text{C}$  (type K)
- Platine – Platine rhodié 10%, Température d'emploi :  $0^{\circ}\text{C}$  à  $1500^{\circ}\text{C}$  (Type S)

La prise en compte du temps de réponse se fait par convolution de la réponse indicielle  $u$  du thermocouple avec la dérivée de la température ambiante du thermocouple en fonction du temps :

$$T_{TC}(t) = \int_0^t \frac{\partial T}{\partial t}(t') \cdot u(t - t') dt' \quad (1.5)$$

On considère que l'équation régissant la température du thermocouple en fonction de la température du milieu qui l'entoure est donnée par un bilan simplifié d'énergie sur le thermocouple :

$$K \frac{\partial T_{TC}}{\partial t} = G \cdot (T - T_{TC}) \quad (1.6)$$

Avec  $K$  la capacité calorifique du capteur et  $G$  un facteur d'échange [36]. La réponse indicielle du thermocouple est alors de la forme  $u(t) = 1 - \exp(-\frac{t}{\tau_{TC}})$  où  $\tau_{TC}$  est le temps de réponse du thermocouple égal à  $K/G$ .

Les thermocouples peuvent être utilisés sur une plage de température de  $-220^\circ\text{C}$  à  $+1500^\circ\text{C}$ . On notera qu'il existe certains types de thermocouples pouvant mesurer des températures supérieures à  $1500^\circ\text{C}$  notamment en utilisant du tungstène, mais ceux-ci sont plus onéreux et plus fragiles. Leurs principaux avantages sont également la simplicité, le faible prix, les dimensions réduites, une réponse rapide et une certaine robustesse. Les principaux inconvénients sont également de nécessiter une certaine destruction de la surface étudiée par soudage ou collage, ainsi qu'un manque de sensibilité et, surtout, une perturbation importante de la température locale due à l'effet de conduction de la chaleur par les fils du capteur

Nous venons donc de voir un bref aperçu des deux principales méthodes de mesures de température de surface par contact qui ne peuvent s'appliquer aux études entreprises dans cette thèse, étant donné principalement le domaine de température considéré ( $1600^\circ\text{C}$  et plus) et les conditions de mesures. C'est pourquoi nous nous sommes tournés vers les mesures dites « radiatives » consistant à mesurer le rayonnement émis par l'objet étudié afin d'en déterminer par la suite la température de surface [16].

### 1.3 Méthodes de mesures radiatives

#### 1.3.1 Les différentes techniques

L'utilisation de thermomètres radiatifs ou pyromètres est présente dans de nombreuses applications industrielles, en particulier lorsqu'elle est utilisée pour réaliser de la thermographie [16]. On pourra se référer à P. Hervé [8] pour une description détaillée de l'application de la pyrométrie monochromatique à la mesure de température.

Comme nous le verrons par la suite, la pyrométrie monochromatique en émission est principalement limitée par trois effets : l'incertitude sur l'émissivité de la surface visée, le rayonnement de l'environnement extérieur et enfin l'absorption du milieu traversé. Certaines techniques permettent de s'affranchir de l'émissivité mais il existe actuellement peu de techniques permettant de surmonter l'influence du rayonnement ambiant sur la mesure. La technique pour résoudre ce problème vers laquelle nous nous sommes tournés est la pyrométrie photothermique ou photothermométrie, technique développée par T. Loarer [10] et P. Hervé [14][17]. L'une des seules applications industrielles en milieu perturbé a été mise au point par A. Lothon [13] et porte sur la mesure de température des aubages mobiles de turbines à vapeur. La méthode photothermique a également été appliquée à des mesures de température en laboratoire notamment sur des semi-conducteurs [18] et à basses températures, entre 290 et 400K [19].

#### 1.3.2 Méthodes « passives »

##### 1.3.2.1 Principe de la pyrométrie radiative

La pyrométrie radiative, ou radiométrique, consiste à déterminer la température de surface d'un corps par la mesure du rayonnement thermique qu'il émet. En effet, tout corps émet dans le milieu ambiant qui l'entoure un rayonnement électromagnétique.

Un élément de surface  $dS$  et de normale  $n$  d'un corps opaque à la température  $T$  rayonne à la longueur d'onde  $\lambda$  dans l'angle solide  $d\Omega$  selon la direction  $k$  (cf. figure 1.4). Le flux associé à ce rayonnement est alors décrit par la relation suivante [20] :

$$d^5\varphi = \varepsilon_\lambda(k, T) L_\lambda^0(T) k \cdot n \cdot dS \cdot d\Omega \cdot d\lambda \quad (1.7)$$

où  $L_\lambda^0$  représente la luminance monochromatique d'équilibre émise à la longueur d'onde  $\lambda$  et  $\varepsilon_\lambda$  l'émissivité monochromatique de la surface  $dS$  à la longueur d'onde  $\lambda$ .

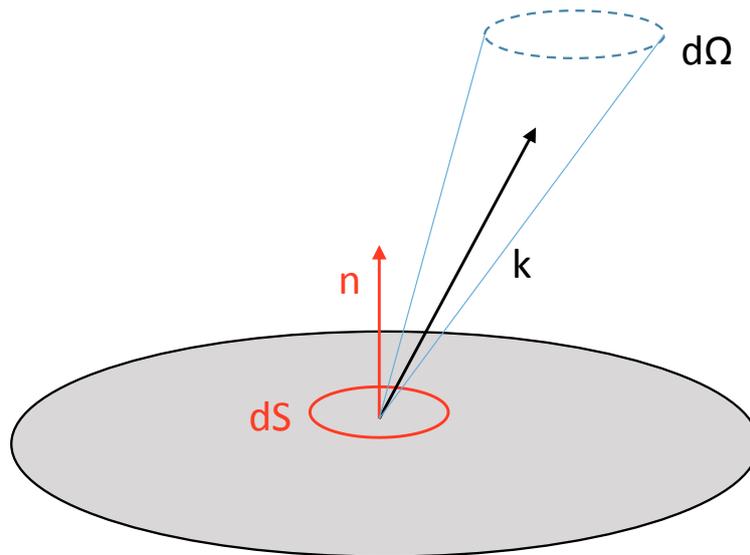


Figure 1.4 : Schéma du rayonnement d'un élément de surface  $dS$

La luminance d'équilibre  $L_\lambda^0$  est alors donnée par la loi de Planck :

$$L_\lambda^0(T) = \frac{2hc_\lambda^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc_\lambda}{kT\lambda}\right) - 1} \quad (\text{W} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{sr}^{-1}) \quad (1.8)$$

Avec :

$c_\lambda = 2.99 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$  la vitesse de la lumière dans le milieu considéré

$h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ m}^2 \cdot \text{kg} \cdot \text{s}^{-1}$  la constante de Planck

$k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ m}^2 \cdot \text{kg} \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$  la constante de Boltzmann

La loi de Planck permet de lier le flux émis à la température du corps et la pyrométrie consiste alors à mesurer ce flux émis et, à l'aide de cette relation, déterminer la température de surface du corps observé. Il existe à l'heure actuelle plusieurs techniques de pyrométrie dont la pyrométrie à radiation totale, monochromatique, bichromatique et photothermique [9]. Les trois premières se différencient principalement par la largeur du spectre lumineux utilisé pour réaliser la mesure tandis que la dernière est une technique active. Nous allons nous intéresser aux trois dernières dans ce rapport. Le principal avantage de la pyrométrie est la transmission de l'information (flux émis) de la surface observée vers le détecteur sous forme d'ondes électromagnétiques. L'appareillage a alors la possibilité d'être situé à distance de l'objet que l'on observe. La pyrométrie a donc l'avantage d'être non-intrusive vis-à-vis du phénomène thermique observé. Cela signifie que le système peut être en grande partie déporté et sans nécessiter d'élément en contact physique avec le point de mesure, ce qui est particulièrement important dans des domaines comme la métallurgie ou la sidérurgie où peu de matériaux sont capables de supporter l'environnement du point de mesure.

L'un des principaux inconvénients des techniques de pyrométrie provient du terme de l'émissivité monochromatique  $\varepsilon_\lambda$  intervenant dans l'expression du flux émis [9][10]. Cette grandeur souvent méconnue peut varier en fonction de plusieurs paramètres, comme la température du corps observé et la composition chimique de son état de surface, qui sont la plupart du temps propres aux conditions environnementales du milieu où l'on souhaite effectuer la mesure. L'autre inconvénient principal des techniques pyrométriques est représenté par le mode de transmission de l'information entre la surface étudiée et le détecteur. Effectivement, il est nécessaire en pyrométrie de pouvoir relier avec une précision suffisante le flux mesuré par le détecteur avec le flux émis par la surface or ces flux ne sont pas obligatoirement identiques. Avant d'atteindre le détecteur, le flux émis subit les effets des milieux traversés, comme les éléments optiques et l'atmosphère. Il est alors nécessaire de connaître et de prendre en compte ces effets pour le calcul de la température. De plus, le flux mesuré est très souvent constitué à la fois du flux émis par la surface observée et de flux parasites émis par l'environnement. Ces flux parasites ont différentes causes. Ils peuvent être émis soit par une source située sur le trajet optique de transmission de l'information (comme les optiques ou l'atmosphère), soit réfléchis par un élément du trajet optique depuis une source extérieure rayonnant dans l'environnement de mesure, en particulier les réflexions sur la surface dont on veut mesurer la température. Celles-ci peuvent être une source importante de flux parasites. Il est donc important d'avoir une bonne maîtrise et la meilleure connaissance possible du milieu dans lequel on effectue la mesure, afin d'éviter tous risques d'obtenir d'importantes erreurs de mesure.

### 1.3.2.2 Pyrométrie monochromatique en émission

La pyrométrie monochromatique est utilisée dans de nombreux domaines pour les mesures de surfaces comme la métallurgie et l'industrie verrière. La figure 1.5 montre le schéma de principe de la mesure monochromatique en émission (le terme « émission » est présent pour la différenciation avec les techniques dites « impulsionnelles » que l'on verra par la suite) :

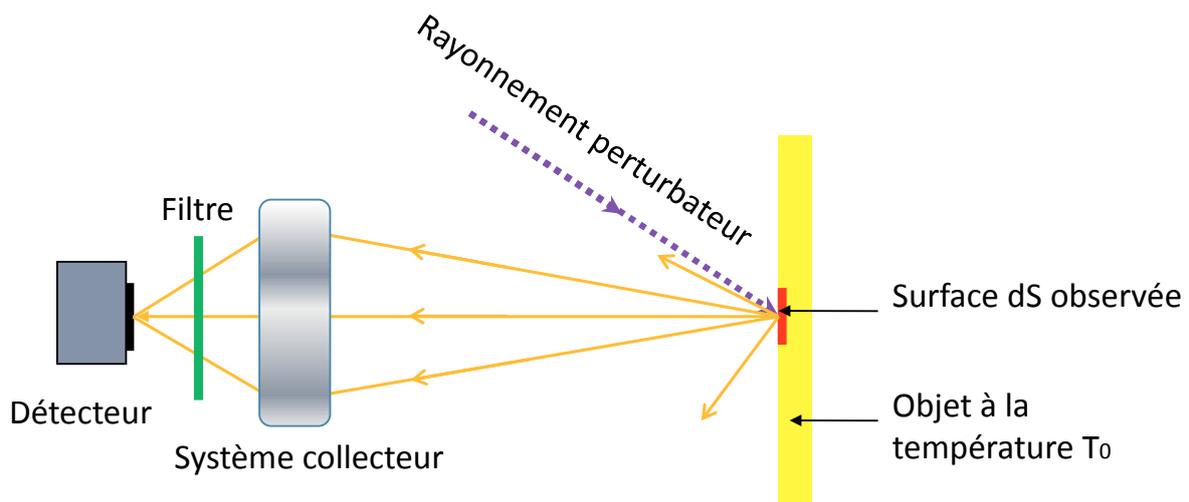


Figure 1.5 : Schéma de principe de la pyrométrie monochromatique en émission

Le détecteur fonctionne sur le principe suivant : il mesure le flux de photons incidents et génère en sortie un signal quantifiable sous la forme d'une tension proportionnelle au flux de photons reçu. N. Rambure [21] liste un certain nombre de détecteurs différents que nous détaillerons dans le chapitre 2. Les détecteurs sont distingués selon leur principe de fonctionnement : Les détecteurs thermiques, dont le signal est généré par l'effet thermique du flux de photons incident sur la surface de l'élément sensible du détecteur ; et les détecteurs quantiques, dont le courant est directement induit par le flux de photon sur le matériau utilisé. Un détecteur est alors caractérisé par trois grandeurs essentielles : son temps de réponse, sa sensibilité (ou détectivité) et son domaine spectral de fonctionnement. Ces trois caractéristiques sont déterminantes dans le choix du détecteur que l'on utilise. A l'heure actuelle les détecteurs les plus couramment utilisés en thermographie infrarouge sont des détecteurs photovoltaïques qui présentent l'avantage d'un temps de réponse et d'une sensibilité globalement supérieurs aux détecteurs thermiques.

Le signal de sortie du détecteur en fonction du flux incident  $d^5\Phi_d(x', y', k')$  qu'il reçoit et de sa sensibilité spectrale  $D(\lambda, x', y')$  peut alors s'exprimer de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \Sigma &= \iiint_{sd\Omega\lambda} D(\lambda, x', y') d^5\phi_d(x', y', k', \lambda) \\ &= \iiint_{sd\Omega\lambda} D(\lambda, x', y') L_d(x', y', k', \lambda) k' \cdot n_d \cdot dS_d d\Omega_d d\lambda \end{aligned} \quad (1.9)$$

Sans dispositif spécifique de collection du flux incident,  $\Omega$  est égal à  $2\pi$  soit l'angle solide du demi espace ouvert face au détecteur. L'angle solide de collection du flux incident est alors limité par la présence du système optique.

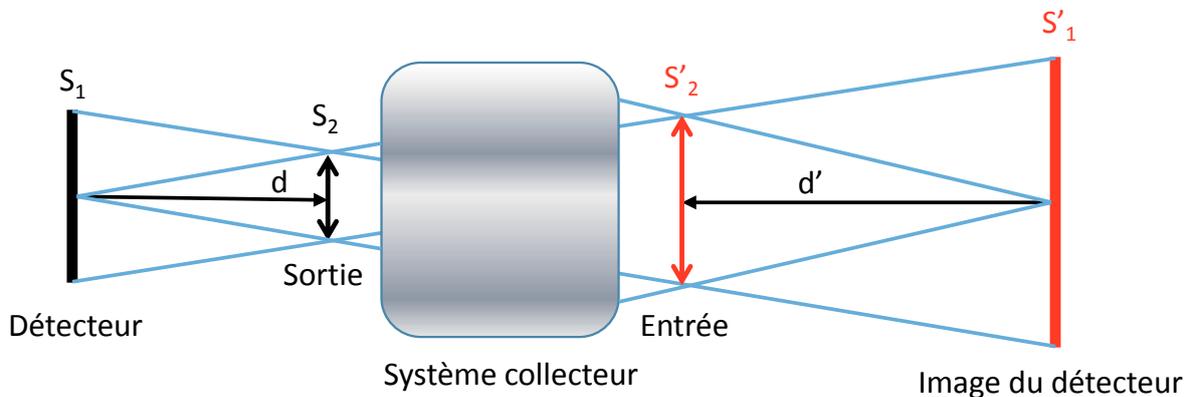


Figure 1.6 : Schéma de principe de la pyrométrie monochromatique en émission

Le but du système optique est de collecter le flux émis par la surface observée en le faisant converger sur le détecteur. Il définit alors la relation existante entre les faisceaux optiques incidents sur le détecteur et les faisceaux optiques provenant de la surface observée. Cette relation d'optique géométrique découle des relations de conjugaison reliant l'espace image du système optique, où se trouve le détecteur, avec l'espace objet, où est située la surface observée. Dans la littérature [20] il est parfois préconisé d'avoir un système optique aplanétique pour réaliser une mesure pyrométrique. Un système est dit aplanétique lorsqu'il associe à un objet plan perpendiculaire à l'axe

optique une image plane perpendiculaire à l'axe optique. Cette propriété est particulièrement importante car elle permet d'exprimer de manière simple la relation entre les faisceaux de lumière vus dans les espaces image et objet. Dans ce cas, on peut considérer un faisceau lumineux dans l'espace objet défini par deux surfaces élémentaires planes et perpendiculaires à l'axe optique  $dS_1$  et  $dS_2$ , et d'étendue optique  $k.n_1dS_1.k.n_2dS_2/d^2$  (cf. figure 1.6). Les images associées  $dS_1'$  et  $dS_2'$  de ces surfaces élémentaires dans l'espace image délimitent alors le même faisceau lumineux, puisque tout rayon lumineux passant par deux points de  $dS_1$  et  $dS_2$ , passe par deux points de  $dS_1'$  et de  $dS_2'$  d'après la condition d'aplanétisme du système.

Si les indices des milieux image et objet sont égaux, alors l'étendue optique du faisceau est conservée d'après la formule suivante :

$$k'.n_1'dS_1'.k'.n_2'dS_2'/d'^2 = k.n_1dS_1.k.n_2dS_2/d^2 \quad (1.10)$$

Concernant l'expression (1.9),  $dS_d$  joue le rôle de  $dS_1'$ , tandis que  $dS_2'$  est la surface élémentaire associée à l'angle solide  $d\Omega_d$  sur un plan perpendiculaire à l'axe optique. Le signal reçu par le détecteur s'exprime alors en fonction de la luminance dans l'espace objet :

$$\Sigma = \iiint_{S_S \Omega \lambda} D(\lambda, x', y') \tau_{op}(x, y, k, \lambda) L_{fs}(x, y, k, \lambda) k.n_s.dS_s d\Omega_s d\lambda \quad (1.11)$$

Où  $S_s$ ,  $dS_s$ ,  $d\Omega_s$  et  $k$  sont les images respectives de  $S_d$ ,  $dS_d$ ,  $d\Omega_d$  et  $k'$  dans l'espace objet.

Le terme  $L_{fs}$  est la luminance associée au faisceau de lumière dans l'espace objet et  $\tau_{op}$  représente la transmission du système optique sur le faisceau de lumière passant par  $(x, y)$  et dirigé suivant la direction  $k$ . La transmission  $\tau_{op}$  est considérée comme identique pour tous les rayons traversant le système optique et indépendamment de la direction. Elle est nulle pour tous les autres. Il est ensuite possible de définir dans l'espace objet une surface que l'on appelle pupille d'entrée du système optique, pour laquelle tout rayon passant par cette surface traverse automatiquement tout le système optique. Cette surface est alors une caractéristique du système optique. Elle est ensuite introduite dans l'expression précédente sous la forme d'un angle solide  $\Omega_{pe}$  sous laquelle elle est visible depuis  $dS_s$  :

$$\Sigma = \iiint_{S_S \Omega_{pe} \lambda} D(\lambda, x', y') \tau_{op}(\lambda) L_{fs}(x, y, k, \lambda) k.n_s.dS_s d\Omega_s d\lambda \quad (1.12)$$

Vient ensuite le dernier élément du dispositif : le filtre. Son but est de sélectionner la bande spectrale de travail du pyromètre monochromatique. La bande passante du filtre utilisé est généralement choisie la plus étroite possible [9], de l'ordre de quelques nanomètres dans le visible et le proche infrarouge. Le filtre intervient alors sous la forme d'un coefficient de transmission  $\tau_f$  agissant sur tous les rayons qui traversent le système optique. L'avantage de choisir un filtre suffisamment étroit est de limiter l'intégration de la luminance incidente par le détecteur sur une bande spectrale suffisamment fine pour considérer  $L_{fs}(x, y, k, \lambda)$  indépendante de la longueur d'onde sur la bande passante du filtre. Cependant, l'inconvénient principal d'un filtre à bande passante trop étroite est de réduire le signal collecté, pouvant ainsi dégrader le rapport signal sur bruit de la chaîne de mesure. On effectue alors l'intégrale sur le domaine spectral dans l'expression précédente (1.12) :

$$\int_{\lambda} D(\lambda, x', y') \tau_f(\lambda) \tau_{op}(\lambda) L_{fs}(x, y, k, \lambda) d\lambda$$

$$\approx L_{fs}(x, y, k, \lambda_f) \int_{\lambda} D(\lambda, x', y') \tau_f(\lambda) \tau_{op}(\lambda) d\lambda \quad (1.13)$$

Où  $\lambda_f$  est une longueur d'onde caractéristique de la bande passante du filtre utilisé.

Pour mesurer la température de la surface, on place celle-ci au niveau de la surface  $dS_s$ . La luminance  $L_{fs}$  est alors assimilée à la luminance provenant de la surface  $dS_s$  de l'objet. Afin de simplifier les différentes expressions, la température  $T$  de surface de l'objet est considérée comme uniforme sur  $S_s$  et l'émissivité monochromatique  $\varepsilon_{\lambda_f}$  de la surface est considérée indépendante de la direction d'émission sur l'angle solide de collection du rayonnement  $\Omega_{pe}$ . On obtient alors :

$$L_{fs}(x, y, k, \lambda_f) = \varepsilon_{\lambda_f}(T) L_{\lambda_f}^0(T) + (1 - \varepsilon_{\lambda_f}(T)) L_{i,\lambda_f} \quad (1.14)$$

Où  $L_{i,\lambda_f}$  est la luminance incidente sur le détecteur à la longueur d'onde  $\lambda_f$  sur la surface  $dS_s$ . Cette luminance incidente est considérée uniforme sur  $S_s$  et isotrope dans l'angle solide  $\Omega_{pe}$ .

Le signal de sortie du détecteur s'exprime finalement d'après les équations (1.12), (1.13) et (1.14) :

$$\Sigma = (\varepsilon_{\lambda_f}(T) L_{\lambda_f}^0(T) + (1 - \varepsilon_{\lambda_f}(T)) L_{i,\lambda_f}) \iiint_{S_s \Omega_{pe}} D(\lambda, x', y') \tau_f(\lambda) \tau_{op}(\lambda) d\lambda k \cdot n_s \cdot dS_s d\Omega_s \quad (1.15)$$

On introduit également un coefficient  $\beta_{\lambda}$  dépendant uniquement du système optique et non de la source ou de la température :

$$\beta_{\lambda} = \iiint_{S_s \Omega_{pe}} D(\lambda, x', y') \tau_f(\lambda) \tau_{op}(\lambda) d\lambda k \cdot n_s \cdot dS_s d\Omega_s \quad (1.16)$$

Le signal de sortie devient alors :

$$\Sigma = \beta_{\lambda} \cdot \varepsilon_{\lambda_f}(T) L_{\lambda_f}^0(T) + \beta_{\lambda} \cdot (1 - \varepsilon_{\lambda_f}(T)) L_{i,\lambda_f} \quad (1.17)$$

Comme il est dit précédemment, la mesure de température par pyrométrie monochromatique repose sur deux hypothèses importantes : l'émissivité monochromatique est supposée connue et indépendante de la température et on néglige les flux parasites réfléchis par la surface observée. On obtient alors une relation entre la température  $T$  de la surface observée et le signal mesuré par le détecteur  $\Sigma$  :

$$\Sigma = \beta_{\lambda} \cdot \varepsilon_{\lambda_f} L_{\lambda_f}^0(T) \quad (1.18)$$

Le paramètre  $\beta$  est ensuite déterminé lors de la calibration de la chaîne de mesure. Cette calibration (ou étalonnage comme désigné par la suite) est réalisée en enregistrant les signaux de sortie du détecteur pour plusieurs températures d'un corps noir placé au niveau de la surface  $S_s$ . Le signal de sortie du détecteur en fonction de la température  $T$  du corps noir est donné par :

$$\Sigma(T) = \beta_\lambda \cdot L_{\lambda f}^0(T) \quad (1.19)$$

La mesure de température par pyrométrie monochromatique consiste finalement à inverser l'expression suivante (1.20) soit  $T = f^{-1}(R)$  avec :

$$f(T) = L_{\lambda f}^0(T) \text{ et } R = \Sigma / \beta_\lambda \varepsilon_{\lambda f} \quad (1.20)$$

Le choix de la longueur d'onde de mesure est un point crucial dans le développement d'un pyromètre monochromatique. Il s'effectue principalement en fonction de la gamme de température que l'on cherche à mesurer, celle-ci étant limitée par deux effets : la saturation du détecteur et l'incertitude de mesure. La saturation se déclenche pour les hautes températures lorsque le signal de sortie du détecteur atteint sa valeur maximale  $\Sigma_{max}$ . Les incertitudes dues au bruit de mesure apparaissent quant à elles aux basses températures. Ces incertitudes sont particulièrement amplifiées par la baisse de la sensibilité aux températures les plus basses pour la pyrométrie monochromatique. La dynamique du détecteur est représentée par le rapport du signal de saturation de celui-ci sur la valeur efficace du bruit. Elle caractérise la largeur de la gamme de température mesurable à un instant «  $t$  ». Dans la pratique, cette largeur est déterminée par la longueur d'onde de mesure et le facteur d'amplification  $\beta$  du système de mesure, pour une dynamique choisie.

Le choix de la longueur d'onde dépend également du matériau de la surface observée. En effet, on constate expérimentalement que les matériaux conducteurs et diélectriques possèdent des facteurs d'émission aux comportements très différents selon la longueur d'onde. Cette différence peut s'expliquer par l'origine du rayonnement émis. Pour les matériaux conducteurs comme les métaux, il s'agit essentiellement de transitions entre niveaux d'énergie des électrons libres alors que pour les matériaux diélectriques, il s'agit de transitions énergétiques des molécules (états vibratoires et rotatoires). Pour les métaux, l'évolution de l'émissivité monochromatique en fonction de la longueur d'onde est globalement monotone, excepté le domaine UV et visible, il décroît en fonction de l'augmentation de la longueur d'onde jusqu'à prendre des valeurs très faibles dans l'IR lointain où interviennent les électrons liés (cf. Figure 1.7).

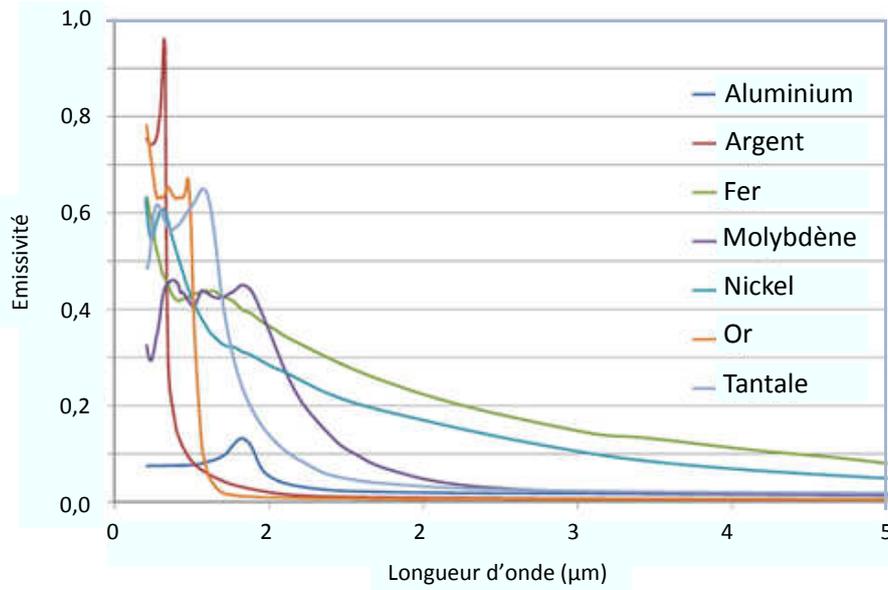


Figure 1.7 : Évolution de l'émissivité normale de différents métaux en fonction de la longueur d'onde à  $T=300K$  (mesures effectuées au laboratoire)

Contrairement aux matériaux conducteurs, l'émissivité monochromatique des matériaux diélectriques est élevée dans l'infrarouge et fortement variable en fonction de la longueur d'onde (cf. figure 1.8).

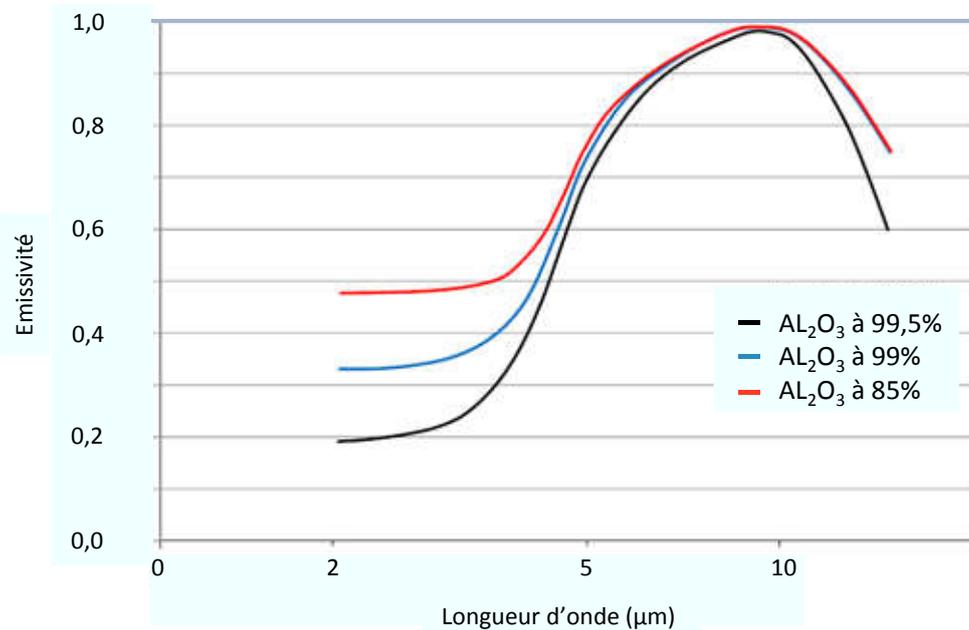


Figure 1.8 : Émissivité de l'alumine en fonction de la longueur d'onde pour différentes puretés et à température ambiante (mesures effectuées au laboratoire)

Nous avons vu précédemment que le rayonnement émis par la surface d'un matériau dépend de sa température et de la longueur d'onde. Il est également proportionnel à l'émissivité de la surface observée d'où le besoin de faire une hypothèse sur la valeur de l'émissivité afin de résoudre l'équation  $T = f(\varepsilon_\lambda, L_\lambda(T))$ . On peut également trouver un moyen de minimiser l'effet de l'émissivité sur la mesure de température (techniques dites polychromatiques, développées par la suite) ou disposer d'une méthode de mesure de l'émissivité.

La pyrométrie monochromatique en émission est alors basée sur l'égalisation entre la luminance provenant d'un échantillon à la température vraie  $T_V$  (dont l'émissivité est considérée égale à 1) et celle provenant d'un corps noir à la température  $T_L$  (que l'on nomme température de luminance) [21]. Cette égalité de luminances est valable pour des conditions de mesures identiques (angle solide, longueur d'onde, surface visée...) :

$$L_{\text{échantillon}} = \varepsilon_{(\lambda, \theta, T_V)} \cdot L_\lambda^0(T_V) = L_\lambda^0(T_L) \quad (1.21)$$

En pyrométrie, lorsque le critère  $\lambda T \leq 3000 \mu\text{m} \cdot \text{K}$  est vérifié, on utilise l'approximation de Wien. La luminance du corps noir  $L_\lambda^0(T)$  est alors définie par :

$$L_\lambda^0(T) = C_1 \cdot \lambda^{-5} \cdot e^{-\frac{C_2}{\lambda T}} \quad (1.22)$$

Grâce à cette approximation, il est alors possible d'exprimer de manière simple la relation entre la température vraie  $T_V$  de la surface observée et la température de luminance  $T_L$  qui représente la limite inférieure de la valeur réelle de la température.

$$\frac{1}{T_V} - \frac{1}{T_L} = \frac{\lambda}{C_2} \cdot \ln(\varepsilon_{(\lambda, \theta, T_V)}) \quad (1.23)$$

D'après l'hypothèse du corps noir l'émissivité est égale à 1. Il est cependant possible de supposer une valeur de l'émissivité de l'échantillon à la longueur d'onde de mesure, à la place de cette hypothèse. La température vraie de l'échantillon (désormais notée  $T$ ) dépend alors de la connaissance de l'émissivité et on exprime l'erreur relative commise sur la température de la manière suivante [22] :

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{R_\lambda}{C_3} \cdot \frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} \quad (1.24)$$

$$\text{Avec : } R_\lambda = \frac{\lambda}{\lambda_m} ; C_3 = \frac{C_2}{\lambda_m \cdot T} \text{ et } \lambda_m = \frac{2898}{T}$$

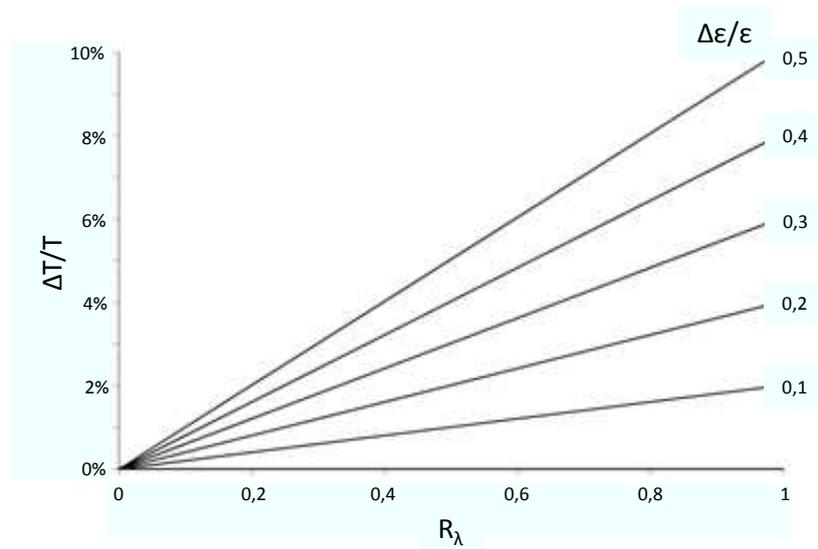


Figure 1.9 : Erreur relative entre la température vraie et la température mesurée (lue) en fonction de  $R_\lambda$  pour différentes valeurs de  $\Delta\varepsilon/\varepsilon$

On remarque que l'erreur commise sur la température diminue fortement lorsque l'on déplace la longueur d'onde de mesure vers les courtes longueurs d'ondes. Le fait de travailler à une longueur d'onde réduite permet donc d'obtenir une incertitude importante sur l'émissivité sans pour autant augmenter l'erreur sur la température comme le montre la figure 1.9.

Ex : Pour  $\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} = 0,5$  (soit une émissivité estimée à 25% près) et  $R_\lambda = 0,3$  (soit pour une température de 1000K, une longueur d'onde de mesure de  $0,97\mu\text{m}$ ), on obtient  $\frac{\Delta T}{T} = 3\%$

Cette faible sensibilité de la mesure par rapport à l'émissivité de la surface observée est due au fait qu'une faible variation de température d'un corps noir engendre une forte variation de la luminance aux courtes longueurs d'onde. La sensibilité relative de la luminance aux variations de température pour un corps noir s'exprime sous la forme:

$$\frac{1}{L_\lambda^0} \cdot \frac{\partial L_\lambda^0}{\partial T} = \frac{C_2}{\lambda T^2} \cdot \frac{e^{\frac{C_2}{\lambda T}}}{e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1} \quad (1.25)$$

Cette sensibilité en fonction de la longueur d'onde est représentée sur la figure 1.10 pour des températures de 20°C, 500°C, 1000°C et 1500°C. On notera que plus la température baisse, plus la sensibilité relative est importante.

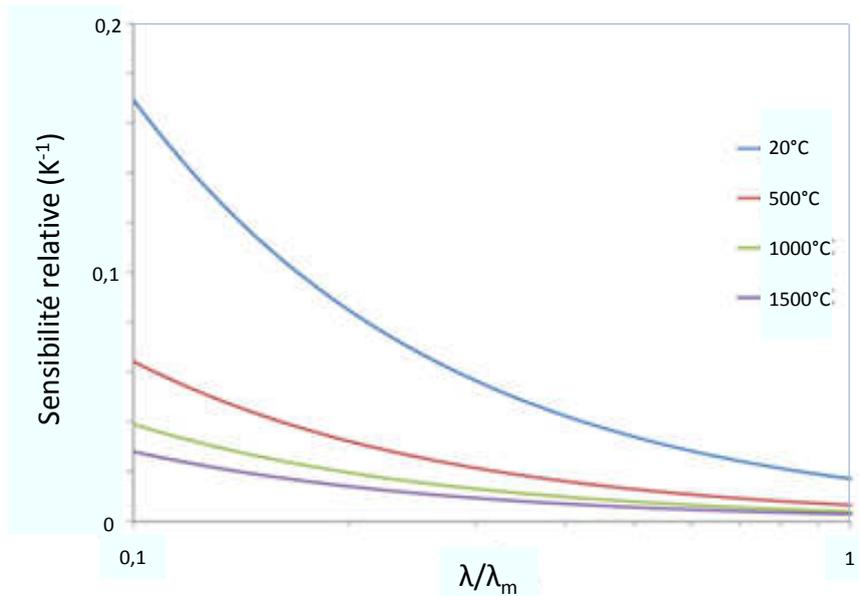


Figure 1.10 : Sensibilité relative de la luminance à la température en fonction de la longueur d'onde

A partir de l'équation (1.23) l'expression de l'erreur de principe de la pyrométrie monochromatique peut également s'exprimer sous la forme :

$$\Delta T \approx \frac{\lambda T^2}{c_2} \cdot \ln(\varepsilon_\lambda \tau_\lambda) \quad (1.26)$$

Avec  $\tau_\lambda$  représentant cette fois-ci la transmission de la luminance au passage de fumées ou tout autre dégagement gazeux présent dans l'environnement de mesure.

L'expression de l'erreur montre qu'il est préférable de travailler aux courtes longueurs d'ondes, voire même dans le domaine UV si possible afin de minimiser l'erreur due à l'influence de l'émissivité au maximum. Les principaux inconvénients restent cependant la forte sensibilité de la méthode à la réflexion du rayonnement ambiant sur la surface étudiée et au facteur  $\varepsilon_\lambda \tau_\lambda$ . D'où le développement de méthodes dites « polychromatiques » consistant à réaliser une même mesure à différentes longueurs d'ondes.

### 1.3.2.3 Pyrométrie bichromatique en émission

La pyrométrie bichromatique représente une extension de la pyrométrie monochromatique en mesurant à deux longueurs d'onde (d'où le préfixe « bi ») au lieu d'une seule afin de supprimer la dépendance de la mesure à l'émissivité de la surface observée [9]. Le principe consiste alors à utiliser deux pyromètres monochromatique en parallèle et visant la même surface de mesure (cf. figure 1.11). Chaque pyromètre monochromatique peut être équipé d'un filtre étroit autour de deux longueurs d'onde, respectivement  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$ . La relation (1.18) est donc indépendamment vérifiée pour chacun des deux pyromètres. Cependant, le flux réfléchi est toujours négligé et la température sur la zone observée par les pyromètres est considérée comme uniforme. Le rapport des signaux mesurés en sortie de chacun des détecteurs s'exprime alors sous la forme suivante :

$$\frac{\Sigma_1}{\Sigma_2} = \frac{\beta_1 \varepsilon_{\lambda f_1} L_{\lambda f_2}^0(T)}{\beta_2 \varepsilon_{\lambda f_2} L_{\lambda f_2}^0(T)} \quad (1.27)$$

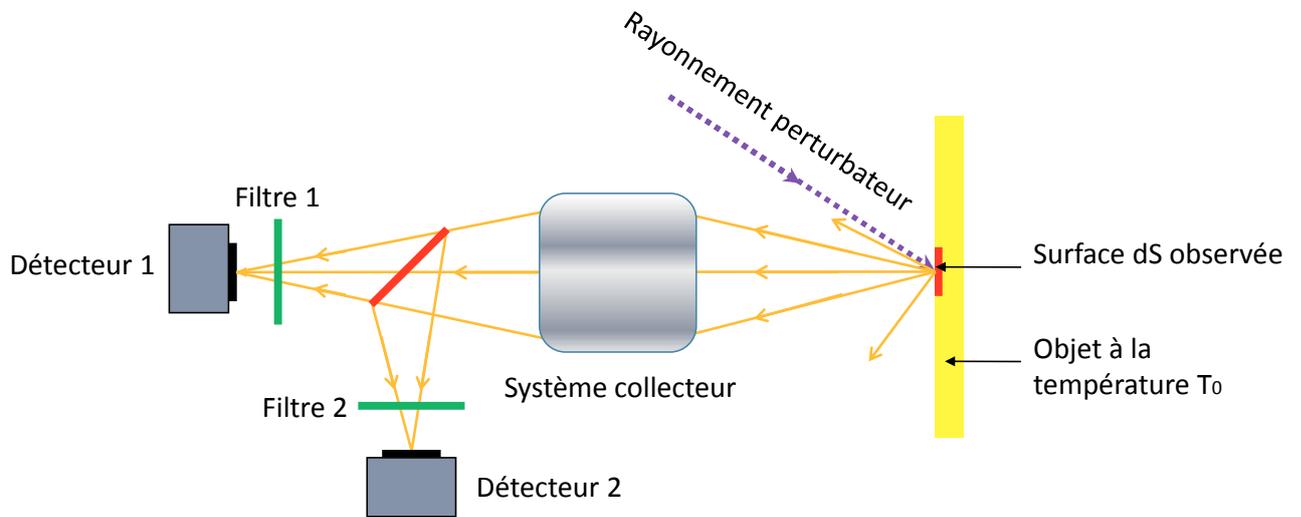


Figure 1.11 : Schéma de principe de la pyrométrie bichromatique en émission

On précise pour la suite que les indices 1 et 2 sont relatifs à chacun des pyromètres et de leurs paramètres. Les termes  $\beta_1$  et  $\beta_2$  sont déterminés par la calibration indépendante des pyromètres sur un corps noir, comme pour la pyrométrie monochromatique. Le rapport des signaux permet de remplacer l'hypothèse d'une émissivité connue et indépendante de la température par l'hypothèse d'une émissivité cette fois indépendante de la longueur d'onde :

$$\frac{\varepsilon_{\lambda_1}}{\varepsilon_{\lambda_2}} = 1 \quad (1.28)$$

Il est important que cette relation soit vérifiée quelle que soit la température. Elle s'obtient plus facilement que l'hypothèse précédente à la condition de choisir convenablement les deux longueurs d'onde  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$ , qui doivent être suffisamment proches l'une de l'autre pour que la variation d'émissivité sur la bande spectrale correspondante soit considérée comme négligeable. L'existence et la largeur de cette bande spectrale dépend principalement du matériau observé. Par exemple, l'émissivité spectrale de l'alumine pour différentes températures est représentée figure 1.12 :

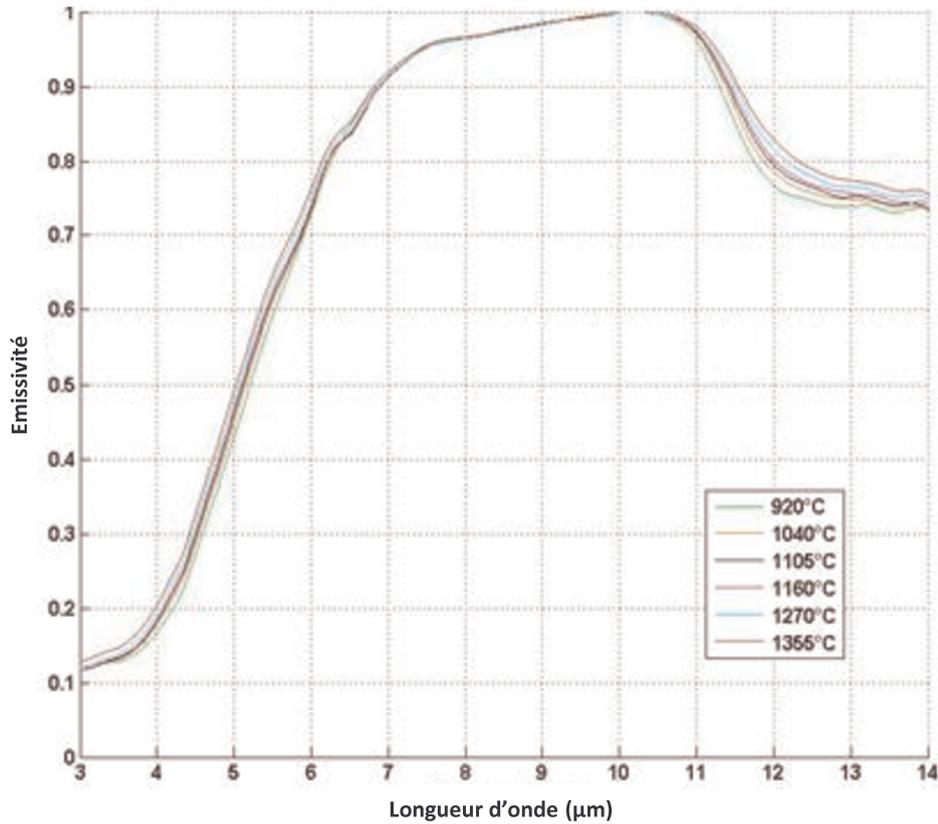


Figure 1.12 : Émissivité de l'alumine en fonction de la longueur d'onde pour différentes températures [22]

La mesure de température en pyrométrie bichromatique se fait en utilisant la même relation  $T = f^{-1}(R)$  que la pyrométrie monochromatique mais avec :

$$f(T) = \frac{L_{\lambda f_1}^0(T)}{L_{\lambda f_2}^0(T)} \text{ et } R = \frac{\Sigma_1 \beta_2 \varepsilon_2}{\Sigma_2 \beta_1 \varepsilon_1} \quad (1.29)$$

De manière analogue à la pyrométrie monochromatique, la gamme de température pouvant être mesurée par un système de pyrométrie bichromatique est limitée par la saturation des deux détecteurs à la température maximale. Aux basses températures, la limitation est représentée par le plus faible signal mesurable. De plus la détermination du rapport  $R$  est dépendante de la qualité de mesure des deux signaux  $\Sigma_1$  et  $\Sigma_2$  de chaque pyromètre. Ce qui signifie que chacun des deux pyromètres doit respecter les limitations inhérentes à la pyrométrie monochromatique précédemment abordées, et ce sur toute la gamme de température que l'on souhaite mesurer. Cependant, le choix des deux longueurs d'onde se fait conjointement. L'incertitude relative sur la mesure de température  $T$  est liée à l'incertitude sur  $R$  selon une relation du type en introduisant une fonction  $g$  dépendante de la température et des longueurs d'ondes :

$$\frac{\delta T}{T} = g(\lambda_1, \lambda_2, T) \frac{\delta R}{R} \quad (1.30)$$

Cette fonction  $g$  peut être décrite analytiquement d'après l'approximation de la loi de Planck par l'expression suivante :

$$g(T) = \frac{kT\lambda_1\lambda_2}{hc_\lambda(\lambda_1-\lambda_2)} \quad (1.31)$$

Afin de limiter l'influence des incertitudes sur la mesure,  $g(T)$  doit être minimisée le plus possible sur la gamme de température à mesurer. D'après cette relation, on en déduit que les deux longueurs d'onde doivent être les plus éloignées possibles pour limiter l'influence de toutes les incertitudes sur la mesure. Ceci est d'autant plus vrai si la variation de l'émissivité en fonction de la longueur d'onde et de la température n'est pas connue, ce qui est souvent le cas. L'erreur de principe de la mesure diminue en fonction de la distance entre les longueurs d'onde pour une incertitude arbitraire sur le rapport des émissivités. Si l'on ne dispose pas d'une telle valeur, il est possible de calculer l'erreur relative d'un pyromètre bichromatique en fonction de plusieurs couples de longueur d'onde. Le tableau suivant montre un exemple de calcul d'erreur relative pour trois couple de longueurs d'ondes situés dans le domaine spectral de la grande majorité des pyromètre bichromatique infrarouges du commerce, entre 0,9 et 2  $\mu\text{m}$  (les valeur d'émissivité ont été prise pour la courbe du nickel, cf. figure 1.7):

	[0,9 ; 1,5] ( $\mu\text{m}$ )	[1,5 ; 2] ( $\mu\text{m}$ )	[0,9 ; 2] ( $\mu\text{m}$ )
$\delta\epsilon/\epsilon$	1,30%	1,19%	1,43%
$g(1873\text{K})$	0,68	1,80	0,49
$\delta T/T$	0,88%	2,15%	0,70%

Tableau 1.1 : Erreur relative sur la température mesurée en fonction de l'incertitude sur le rapport des émissivités pour trois couples de longueurs d'onde

Dans la majorité des cas, on ne connaît pas l'incertitude sur le rapport des émissivités en fonction de la longueur d'onde. La principale limitation sur l'écart entre les deux longueurs d'onde dépend alors de la capacité de chaque pyromètre à mesurer correctement le rayonnement sur l'ensemble de la gamme de température.

Afin d'établir la relation (1.27), il est supposé que les deux pyromètres monochromatiques observent la même surface, les températures mesurées par chacun des pyromètres sont donc considérées comme identiques. Cette hypothèse, bien que nécessaire, n'est pas véritablement respectée en pratique. Il est également possible de se trouver dans le cas d'un système où la température n'est pas uniforme sur l'ensemble de la surface observée. Dans ce cas, un faible décalage entre les deux zones de mesure peut alors engendrer un biais plus ou moins important sur la mesure finale. On suppose le cas où les deux pyromètres monochromatiques sont légèrement décalés et observent deux températures différentes  $T_1$  et  $T_2$  telles que :

$$T' = \frac{T_1+T_2}{2} \text{ et } \Delta T = \frac{T_1-T_2}{2} \quad (1.32)$$

Les signaux mesurés par les deux pyromètres s'expriment alors comme suit :

$$\Sigma_1 = \beta_1 \varepsilon_1 L_{\lambda f_1}^0(T' + \Delta T) \text{ et } \Sigma_2 = \beta_2 \varepsilon_2 L_{\lambda f_2}^0(T' - \Delta T) \quad (1.33)$$

Un système peut être parfaitement aligné, mais une erreur du même type est toujours possible, en particulier dans le cas d'une température de surface non homogène. Les températures  $T_1$  et  $T_2$  mesurées par chacun des deux pyromètres sont alors des températures moyennes sur la surface observée, moyennes pondérées par la fonction de Planck à chaque longueur d'onde. Les deux températures  $T_1$  et  $T_2$  vérifient la relation suivante :

$$L_{\lambda f_i}^0(T_i) = \frac{\iiint_{Ssi\Omega_{pei}} L_{\lambda f}^0(T(x,y)) D(\lambda,x,y) \tau_{if}(\lambda) \tau_{iop}(\lambda) d\lambda k.n_s dS_s d\Omega_s}{\beta_i} \quad (1.34)$$

Ces températures dépendent entièrement de la longueur d'onde et du montage de chacun des pyromètres et ne sont donc pas forcément égales. Elles sont cependant assez proches car toutes deux moyennées sur l'ensemble de la surface observée. La pyrométrie bichromatique en émission tend à amplifier ce décalage entre les pyromètres comme nous le verrons par la suite. Il est possible de déterminer le biais  $\delta T$  sur la mesure de  $T$  en fonction du décalage  $\Delta T$  entre les températures vu par chaque pyromètre en utilisant un développement limité de  $R$  en fonction de  $\Delta T$  et l'approximation de Wien :

$$\delta T = \frac{\lambda_2 + \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \Delta T \quad (1.35)$$

On remarque que le rapport des longueurs d'onde intervenant dans l'expression du biais  $\delta T$  est toujours supérieur à 1 en valeur absolue ce qui prouve que la mesure de pyrométrie bichromatique a tendance à amplifier la différence de température mesurée entre deux pyromètres décalés. Il est également possible d'être dans le cas de pyromètres décalés et observant une surface non-homogène en température. Dans ce cas la mesure par pyrométrie bichromatique en émission donne une température extérieure à la gamme de température sur la surface. La mesure par pyrométrie monochromatique en émission sur une telle surface donne une température moyenne. Ce biais de mesure peut être réduit en écartant les longueurs d'onde comme précédemment. On remarque également l'orientation du biais, il est effectivement négatif ou positif selon quel pyromètre observe la plus haute température.

Ce biais de mesure peut finalement être relié au gradient de température sur la surface observée :

$$\delta T = \frac{\lambda_2 + \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \frac{\partial T}{\partial x} \delta x \quad (1.36)$$

Où  $\delta x$  représente l'écart entre le centre des surfaces observées par chaque pyromètre.

Cette grandeur peut être considérée comme définitivement fixée, et spécifique à chaque montage optique. Cependant, le gradient de température à la surface du matériau est généralement inconnu au moment de la mesure. S'il ne peut être connu ou considéré comme constant, il est alors

nécessaire de considérer ce biais comme une inconnue pour la mesure et par conséquent une incertitude.

Dans l'optique de réduire l'importance de ce paramètre au maximum, il est important de privilégier les montages limitant les degrés de liberté des pyromètres. Une solution simple est l'utilisation d'un seul pyromètre constitué d'un montage optique et d'un détecteur. Les mesures aux deux longueurs d'ondes se font sur le même pyromètre en changeant successivement le filtre pour chaque mesure. Cette solution présente cependant des inconvénients dont la baisse de fréquence d'acquisition des mesures (réduite d'un facteur deux au minimum), la possible variation de température locale entre les mesures, et enfin l'impossibilité d'obtenir la température de surface en direct, impliquant alors du post-traitement de données. La variation de température entre deux mesures est similaire au mauvais alignement des pyromètres précédemment décrit. Le gradient spatial de température est simplement remplacé par un gradient de temps dans l'expression (1.36). Une autre solution consiste à n'utiliser qu'un seul axe optique pour les deux pyromètres monochromatiques et diviser en deux le rayonnement traversant le système optique à l'aide d'une lame séparatrice (cf. figure 1.11), solution choisie pour la suite.

La mesure par pyrométrie bichromatique en émission permet donc, sous certaines conditions, de réaliser une mesure de température de surface moins dépendante de la connaissance précise de l'émissivité du matériau observé. Cependant, cette méthode ne permet toujours pas de s'affranchir des rayonnements parasites qui se réfléchissent sur la surface observée. De plus, la méthode bichromatique présente aussi une certaine sensibilité à l'homogénéité de la température de surface observée.

#### 1.3.2.4 Pyrométrie bichromatique en émission/réflexion

Pour corriger l'erreur de principe de la pyrométrie bichromatique qui est proportionnelle à  $\ln(\varepsilon_1/\varepsilon_2)$  le LEME a développé une méthode où on ajoute deux mesures par réflexion [23]. Un facteur de forme  $A$  dû à l'indicatrice de diffusion sur le matériau lisse ou rugueux intervient. On a alors 4 équations correspondantes à 4 mesures aux longueurs d'ondes  $\lambda_i$  telles qu'en émission :

$$E_i = cst. \varepsilon_i L_{\lambda_i}^0(T) \quad (1.37)$$

Et en réflexion :

$$R_i = cst. A_i(1 - \varepsilon_i) \quad (1.38)$$

Il y a 5 inconnues ( $\varepsilon_1, \varepsilon_2, T, A_1, A_2$ ) pour 4 équations mais on peut considérer que  $A_1 \approx A_2$ , ce qui introduit une erreur presque négligeable sur la détermination de  $T$  [24][25]. Cette méthode pourrait être développée en supprimant l'influence de l'environnement [26]. Cependant, nous avons préféré développer d'abord la méthode de pyrométrie active dans un but industriel.

### 1.3.3 Méthodes « actives »

#### 1.3.3.1 Principe de la photothermométrie

Les perturbations engendrées en pyrométrie par les rayonnements parasites réfléchis découlent de l'incapacité des détecteurs à différencier l'origine du rayonnement leur parvenant de la surface  $dS_s$  observée car ils y sont particulièrement sensibles. Ce rayonnement est composé du flux lumineux émis par la surface mais également des flux réfléchis par celle-ci, comme on peut le constater avec l'expression (1.17). En règle générale, il est impossible de différencier les différentes composantes du rayonnement collecté lorsqu'elles appartiennent à la même gamme spectrale. Le principe est alors d'appliquer une « signature » spécifique à l'une de ces composantes afin de pouvoir la différencier des autres, notamment en la filtrant. La mesure par pyrométrie photothermique, ou photothermométrie, ajoute alors une perturbation temporelle au rayonnement émis par la surface pour la caractériser. Cette perturbation est obtenue par l'éclairement local de la paroi observée qui chauffe légèrement cette dernière. Etant donné que l'on agit directement sur le système que l'on cherche à caractériser, on qualifie la mesure d'active. L'éclairement de la surface est appelé excitation et il est réalisé par une source thermique pulsée [10] ou modulée [17]. La source thermique est généralement un laser.

#### 1.3.3.2 Pyrométrie monochromatique impulsionnelle

La figure ci-dessous montre le schéma de principe de la pyrométrie monochromatique impulsionnelle :

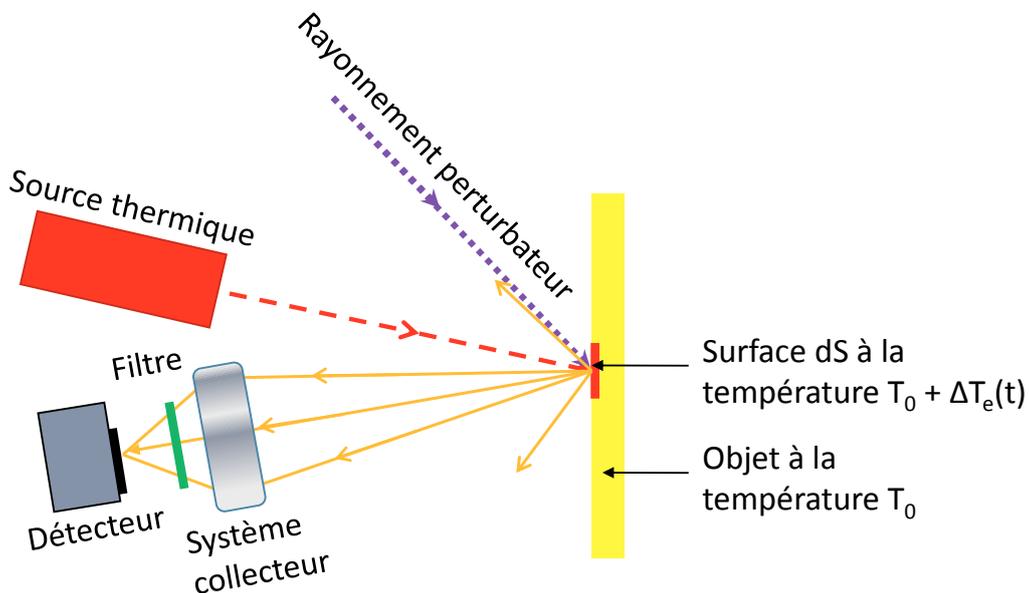


Figure 1.13 : Schéma de principe de la pyrométrie monochromatique impulsionnelle

Le signal de sortie du détecteur s'exprime en partant de l'équation (1.18), en prenant cette fois en compte le terme  $L_{\lambda}^0$  qui provient du flux réfléchi sur la surface. L'excitation de la surface par la source thermique induit d'une modulation temporelle  $\Delta T_e$ . La température de surface peut alors

s'écrire comme la somme de la composante continue  $T_0$  que l'on cherche à mesurer et de la modulation  $\Delta T_e$  :

$$T(t) = T_0 + \Delta T_e(t) \quad (1.39)$$

La modulation  $\Delta T_e$  est considérée suffisamment faible pour la suite afin de pouvoir faire un développement limité à l'ordre un de la luminance d'équilibre comme suit :

$$L_\lambda^0 \approx L_\lambda^0(T_0) + \frac{\partial L_\lambda^0}{\partial T}(T_0) \cdot \Delta T_e \quad (1.40)$$

Puis :

$$\Sigma = \beta_{\lambda f} \cdot \varepsilon_{\lambda f} \left( L_\lambda^0(T_0) + \frac{\partial L_\lambda^0}{\partial T}(T_0) \cdot \Delta T_e \right) + \beta_{\lambda f} \cdot (1 - \varepsilon_\lambda) \cdot L_\lambda \quad (1.41)$$

Il est dans ce cas possible de choisir deux instants  $t_1$  et  $t_2$ , tel que  $\Delta T_e(t_1)$  et  $\Delta T_e(t_2)$  soient différents, on obtient alors d'après l'expression précédente :

$$\Sigma(t_1) - \Sigma(t_2) = \beta_{\lambda f} \cdot \varepsilon_{\lambda f} (\Delta T_e(t_1) - \Delta T_e(t_2)) \cdot \frac{\partial L_\lambda^0(T_0)}{\partial T} \quad (1.42)$$

La mesure de température se fait finalement en utilisant la relation  $T = f^{-1}(R)$  avec :

$$f(T) = \frac{\partial L_\lambda^0}{\partial T}(T) \text{ et } R = (\Sigma(t_1) - \Sigma(t_2)) \beta_{\lambda f} \cdot \varepsilon_{\lambda f} (\Delta T_e(t_1) - \Delta T_e(t_2)) \quad (1.43)$$

La température donnée par un pyromètre monochromatique impulsionnel n'est plus sensible au rayonnement externe réfléchi sur l'échantillon. Dans le cas d'un corps noir le coefficient  $\alpha_{\lambda_0} \tau_{\lambda_0} \varepsilon_\lambda \tau_\lambda = 1$  où  $\alpha_{\lambda_0}$  représente l'absorption de la source thermique pulsée par la surface visée et la distribution par conduction thermique au sein du matériau. Dans le cas d'un métal l'absorption est faible et le flux absorbé est principalement évacué par la forte conductivité thermique du métal. C'est l'inverse pour un matériau diélectrique qui absorbe la source pulsée et étant thermiquement isolé n'évacue pas ce flux.  $\alpha_{\lambda_0}$  est bien plus grand pour un diélectrique que pour un métal.  $\tau_{\lambda_0}$  représente le coefficient de transmission du faisceau laser jusqu'au matériau [27]. On suppose que  $\tau_{\lambda_0}$  est proche de 1 à la longueur d'onde d'émission de la source thermique utilisé ( $\lambda_0 = 10.6 \mu\text{m}$ ).  $\tau_\lambda$  représente le coefficient de transmission de l'atmosphère ambiante.

L'expression de l'erreur de principe de la pyrométrie monochromatique impulsionnelle est la suivante en utilisant l'approximation de Wien :

$$\Delta T \approx \frac{\lambda T^2}{c_2} \cdot \ln(\alpha_{\lambda_0} \tau_{\lambda_0} \varepsilon_\lambda \tau_\lambda) \quad (1.44)$$

Dans notre cas, nous avons choisi une longueur d'excitation laser  $\lambda_0 = 10,6 \mu\text{m}$  où le coefficient de transmission  $\tau_{\lambda_0}$  est généralement très proche de 1 parce que cette longueur d'onde est située loin de la diffusion aux courtes longueurs d'ondes et il n'y a pas d'absorption par les gaz

atmosphériques. Cependant, cette méthode (brevet n° EP 1984 727A2) est toujours dépendante du coefficient d'absorption et de la conductivité thermique du matériau ainsi qu'aux phénomènes d'absorption de l'environnement de mesure. Elle ne peut être utilisée que comme température de référence sur le même matériau et dans les mêmes conditions expérimentales, d'où l'utilisation de la méthode active bichromatique impulsionnelle.

### 1.3.3.3 Pyrométrie bichromatique impulsionnelle

La figure ci-dessous montre le schéma de principe de la pyrométrie bichromatique impulsionnelle :

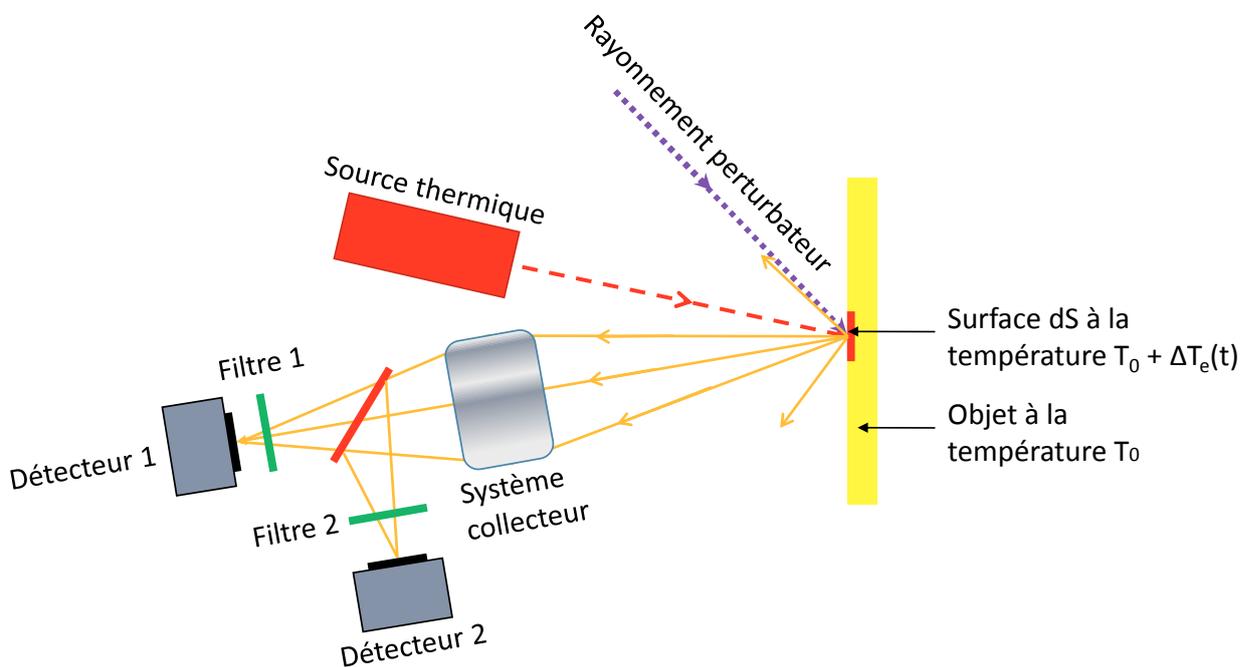


Figure 1.14 : Schéma de principe de la pyrométrie bichromatique impulsionnelle

Le principe et les hypothèses sont donc identiques à la pyrométrie monochromatique impulsionnelle mais en utilisant deux longueurs différentes. On peut donc faire le même développement limité de la luminance d'équilibre :

$$L_{\lambda i}^0 \approx L_{\lambda i}^0(T_0) + \Delta T_e \cdot \frac{\partial L_{\lambda i}^0}{\partial T}(T_0) \quad (1.45)$$

Puis :

$$\Sigma = \beta_{\lambda fi} \cdot \varepsilon_{\lambda fi} \left( L_{\lambda i}^0(T_0) + \Delta T_e \cdot \frac{\partial L_{\lambda i}^0}{\partial T}(T_0) \right) + \beta_{\lambda fi} \cdot (1 - \varepsilon_{\lambda i}) \cdot L_{i,\lambda} \quad (1.46)$$

L'indice  $i$  représente la longueur d'onde utilisée, typiquement  $i = [1,2]$  pour la pyrométrie bichromatique. D'après l'équation précédente on obtient donc :

$$\Sigma_i(t_1) - \Sigma_i(t_2) = \beta_{\lambda_{fi}} \cdot \varepsilon_{\lambda_{fi}} (\Delta T_e(t_1) - \Delta T_e(t_2)) \cdot \frac{\partial L_{\lambda_i}^0(T_0)}{\partial T} \quad (1.47)$$

Et, en effectuant le rapport des deux mesures :

$$\frac{\Sigma_1(t_1) - \Sigma_1(t_2)}{\Sigma_2(t_1) - \Sigma_2(t_2)} = \frac{\beta_1 \cdot \varepsilon_1 \frac{\partial L_{\lambda_1}^0(T_0)}{\partial T}}{\beta_2 \cdot \varepsilon_2 \frac{\partial L_{\lambda_2}^0(T_0)}{\partial T}} \quad (1.48)$$

L'expression utilisée est identique à la pyrométrie bichromatique pour le rapport des émissivités car les mêmes hypothèses sont nécessaires.

La mesure de température se fait finalement en utilisant la relation  $T = f^{-1}(R)$  avec :

$$f(T) = \frac{\frac{\partial L_{\lambda_1}^0(T_0)}{\partial T}}{\frac{\partial L_{\lambda_2}^0(T_0)}{\partial T}} \quad \text{et} \quad R = \frac{(\Sigma_1(t_1) - \Sigma_1(t_2)) \beta_2 \varepsilon_2}{(\Sigma_2(t_1) - \Sigma_2(t_2)) \beta_1 \varepsilon_1} \quad (1.49)$$

T. Loarer [10] et P. Hervé [17] ont pu montrer expérimentalement que cette méthode de mesure de température permettait de s'affranchir des flux réfléchis. Le premier en utilisant une seule impulsion laser pour créer l'excitation, le second avec un laser modulé à une fréquence fixe ce qui permet d'extraire le signal du bruit reçu.

Nous venons donc de voir les différentes méthodes radiatives de mesure de température surface avec leurs différents avantages et inconvénients ce qui nous a conduit au choix de la pyrométrie bichromatique impulsionnelle qui correspond le mieux aux mesures réalisées dans les chapitres suivants.

#### 1.3.3.4 Etude Comparative des différentes techniques de pyrométrie radiative

Nous avons comparé les incertitudes données par les différentes techniques de pyrométrie. Nous avons supposé que ces pyromètres étaient « parfaits » c'est-à-dire sans bruit de mesure.

Pour faire cette comparaison, nous avons pris l'exemple d'un métal porté à 1873K (1600°C) et trois longueurs d'onde de mesure  $\lambda_1 = 0,5\mu\text{m}$  ;  $\lambda_2 = 0,9\mu\text{m}$  et  $\lambda_{UV} = 0,37\mu\text{m}$ . les facteurs d'émission et de transmission respectifs sont les suivants :

	$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	$\varepsilon$	$\tau$
$\lambda_{UV}$	0,37	0,6	0,35
$\lambda_1$	0,5	0,5	0,45
$\lambda_2$	0,9	0,4	0,5

Tableau 1.2 : Valeurs des facteurs d'émission et de transmission aux longueurs d'onde choisies

Température recherchée T=1873K		Pas de perturbations	Avec $\epsilon_1=\epsilon_2$	Avec T(voûte)			Avec $\tau_\lambda$	Avec T(voûte)+ $\tau_\lambda$		
				-200K	1873K	+200K		-200K	1873K	+200K
Monochromatique	$\lambda_1$	1792		1809	1873	2003	1707	1714	1746	1826
	$\lambda_2$	1691		1772	1873	2007	1576	1614	1668	1748
	$\lambda_{UV}$	1828		1833	1873	1995	1742	1744	1759	1824
Bichromatique	$\lambda_1, \lambda_2$	1936	1873	1856	1873	1997	1906	1859	1854	1933
Monochromatique impulsif	$\lambda_1$	1768		1744	1744	1744	1685	1639	1639	1639
	$\lambda_2$	1652		1725	1725	1725	1542	1588	1588	1588
Bichromatique impulsif	$\lambda_1, \lambda_2$	1936	1873	1768	1768	1768	1906	1709	1709	1709

		Différence entre T vraie et T lue								
Monochromatique	$\lambda_1$	-81		-64	0	130	-166	-159	-127	-47
	$\lambda_2$	-182		-101	0	134	-297	-259	-205	-125
	$\lambda_{UV}$	-45		-40	0	122	-131	-129	-114	-49
Bichromatique	$\lambda_1, \lambda_2$	63	0	-17	0	124	33	-14	-19	60
Monochromatique impulsif	$\lambda_1$	-105		-129	-129	-129	-188	-234	-234	-234
	$\lambda_2$	-221		-148	-148	-148	-331	-285	-285	-285
Bichromatique impulsif	$\lambda_1, \lambda_2$	63	0	-105	-105	-105	33	-164	-164	-164

Tableau 1.3 : Exemple de températures mesurées, dans le cas de faibles perturbations, par chaque méthode avec les  $\Delta T$  correspondants par rapport à la température recherchée de 1873 K.

Température recherchée T=1873K		Pas de perturbations	Avec $\epsilon_1=\epsilon_2$	Avec T(voûte)		Avec $\tau_\lambda$	Avec T(voûte)+ $\tau_\lambda$	
				1873K	+1000K		1873K	+1000K
Monochromatique	$\lambda_1$	1792		1873	2688	1567	1576	1885
	$\lambda_2$	1691		1873	2646	1409	1434	1654
	$\lambda_{UV}$	1828		1873	2691	1742	1759	2350
Bichromatique	$\lambda_1, \lambda_2$	1936	1873	1873	2743	1824	1797	2282
Monochromatique impulsif	$\lambda_1$	1768		1744	1744	1549	1639	1639
	$\lambda_2$	1652		1725	1725	1382	1588	1588
Bichromatique impulsif	$\lambda_1, \lambda_2$	1936	1873	1768	1768	1824	1709	1709

		Différence entre T vraie et T lue						
Monochromatique	$\lambda_1$	-81		0	815	-306	-297	12
	$\lambda_2$	-182		0	773	-464	-439	-219
	$\lambda_{UV}$	-45		0	818	-131	-114	477
Bichromatique	$\lambda_1, \lambda_2$	63	0	0	870	-49	-76	409
Monochromatique impulsif	$\lambda_1$	-105		-129	-129	-324	-234	-234
	$\lambda_2$	-221		-148	-148	-491	-285	-285
Bichromatique impulsif	$\lambda_1, \lambda_2$	63	0	-105	-105	-49	-164	-164

Tableau 1.4 : Exemple de températures mesurées, dans le cas de fortes perturbations, par chaque méthode avec les  $\Delta T$  correspondants par rapport à la température recherchée de 1873 K.

Nous avons rajouté deux perturbations, celle de l'environnement, ici représenté par une voûte dont le rayonnement se réfléchit sur la surface observée (Tvoûte) et celle due à l'absorption de

l'atmosphère entre la cible et le pyromètre ( $\tau_\lambda$ ). On constate que s'il n'y a pas de perturbations les résultats sont sensiblement équivalents. Pour les pyromètres monochromatiques l'erreur diminue lorsque la longueur d'onde décroît. Pour les pyromètres bichromatiques, impulsionnels ou non, l'erreur est meilleure que pour les monochromatiques aux deux plus grandes longueurs d'onde.

Si le corps est « gris », mais c'est une hypothèse très rarement vérifiée sur les corps réels, la pyrométrie bichromatique est la plus efficace. Lorsque les perturbations interviennent, que ce soit l'environnement ou la voûte, le bichromatique est le meilleur.

Nous avons d'abord pris un cas où l'atmosphère est relativement transparente et l'environnement de mesure à une température relativement voisine de la température recherchée (cf. tableau 1.3). Par contre, si l'atmosphère est très absorbante ou l'environnement de mesure très chaud il faut absolument utiliser le bichromatique impulsionnel (cf. tableau 1.4).

On remarque que la méthode monochromatique en émission semble être la meilleure dans le cas de fortes perturbations avec une température calculée de 1885K, d'où un  $\Delta T$  correspondant de 12K, mais cette valeur de température est une compensation due à l'intense chaleur de la voûte (2873K) car cette même méthode ne voit que 1576K sans l'effet de la voûte. On voit donc qu'il est difficile d'obtenir une température vraie à mieux de 100K autour de 1900K. Remarquons tout de même que l'erreur relative ( $\Delta T/T$ ) est de 5%. Il y a dans l'industrie peu de mesures absolues sans références et sans mesures différentielles qui atteignent cette précision (excepté dans les catalogues commerciaux)



# Chapitre 2 : Mise au point de la méthode de mesure

Ce deuxième chapitre s'intéresse de manière plus détaillée aux bases du rayonnement thermique permettant les mesures radiométriques ainsi qu'aux grandeurs associées et décrit de manière plus précise la méthode de mesure choisie, la pyrométrie bichromatique impulsionnelle, dans la continuité du chapitre 1.

## Nomenclature :

$T$  : Température (K).

$\phi$  : Flux énergétique émis (W).

$dS$  : Élément de surface rayonnante ( $m^2$ ).

$d^4\phi / d^2\phi_e$  : Flux total émis par la surface élémentaire (W).

$\varphi$  : Densité de flux ( $W.m^{-2}$ ).

$M$  : Émittance de la surface élémentaire.

$E$  : Éclairement de la surface élémentaire.

$d\Omega$  : Angle solide élémentaire d'observation (sr).

$\Theta$  : Angle d'observation avec la normale à la surface.

$\Delta_{(\theta,\psi)}$  : Direction principale d'observation.

$\lambda$  : Longueur d'onde (m).

$d\lambda$  : Intervalle élémentaire de longueur d'onde (m).

$G_\lambda$  : Grandeur monochromatique.

$L_\lambda^0$  : Luminance monochromatique.

$L_\lambda^0$  : Luminance monochromatique du corps noir.

$N$  : Nombre moyen de photons présent dans un état énergétique.

$n$  : Indice de réfraction du milieu.

$C_1, C_2$  : Constantes de la loi de Planck.

$\lambda_{max}$  : Longueur d'onde du maximum d'émission (m).

$d^2\phi_i$  : Rayonnement incident sur la surface élémentaire.

$\alpha$  : Facteur d'absorption.

$\rho$  : Facteur de réflexion.

$\tau$  : Facteur de transmission.

$\varepsilon$  : Facteur d'émission.

$\tau_\lambda$  : Coefficient de transmission de l'atmosphère à la longueur d'onde  $\lambda$ .

$\lambda_0$  : Longueur d'onde d'émission du laser ( $\mu m$ ).

$\Delta T$  : Amplitude de l'élévation de température suite à l'excitation par le laser (K).

$A, A'$  : Facteurs de qualité du pyromètre bichromatique.

$Eff_{\lambda}$  : Efficacité du pyromètre bichromatique.

$f$  : Distance focale du système optique (cm)

$\lambda_c$  : Longueur d'onde de coupure de la lame dichroïque ( $\mu\text{m}$ ).

$S$  : Signal reçu par le détecteur (V).

$P_0$  : Puissance de la source laser (W).

$D$  : Défectivité du détecteur ( $\text{W}^{-1}$ ).

$R$  : Réponse du détecteur ( $\Omega$ ).

$\lambda_{\text{eq}}$  : Longueur d'onde équivalente de chaque voie monochromatique ( $\mu\text{m}$ ).

## 2.1 Rappels théoriques

### 2.1.1 Définition du rayonnement thermique

Comme exposé dans le chapitre 1, les mesures réalisées sont des mesures optiques, donc non-intrusives et de ce fait basées sur l'étude du rayonnement thermique de la surface étudiée.

Le rayonnement thermique représente un transfert d'énergie sous forme thermique. Il constitue l'un des trois modes de transfert thermique avec la conduction et la convection [28][29] mais ne nécessite pas de support matériel pour l'échange d'énergie, contrairement aux deux autres modes de rayonnement, car il s'effectue de manière quasi-instantanée à l'échelle terrestre. C'est également l'unique mode de transfert possible dans le vide dans lequel il se propage à la vitesse  $c_0$  (vitesse de la lumière).

Tout corps, liquide ou solide, émet continuellement du rayonnement thermique lorsqu'il est à l'équilibre thermodynamique local (ETL) en diminuant son énergie interne. L'agitation des molécules, atomes ou électrons peut engendrer une perte d'énergie spontanée ou par interaction mutuelle par radiation (ou émission de rayonnement). De la même manière, tout corps peut également absorber du rayonnement thermique en augmentant son énergie par absorption lorsque ledit rayonnement impacte la surface du corps.

La nature physique du rayonnement thermique a dans un premier temps été décrite par Maxwell (1864) qui considère que l'énergie rayonnée par la matière se propage sous la forme d'ondes électromagnétiques. Ce modèle physique permet de décrire les domaines ondulatoires du spectre électromagnétique (figure) qui comprend le rayonnement thermique.

Les ondes électromagnétiques d'origine thermique sont comprises entre  $0,1\mu\text{m}$  (domaine Ultra-violet) et  $1000\mu\text{m}$  (domaine Infrarouge lointain). Ce modèle décrit bien la propagation du rayonnement thermique (par réflexion, réfraction et transmission) pour un point de vue macroscopique mais il n'est pas suffisant pour décrire les processus d'émission et d'absorption de la matière dans le domaine de longueurs d'ondes considéré. En effet celui-ci prédit que la densité d'énergie augmente de manière infinie en allant vers les courtes longueurs d'ondes ce qui ne correspond pas aux observations expérimentales.

La répartition spectrale sera finalement formalisée et vérifiée par l'expérience grâce à la théorie des quanta d'énergie de Planck (1900) qui spécifie que les échanges d'énergie entre la matière et le rayonnement thermique se font par des quantités discrètes d'énergie (que l'on appelle photons) proportionnelles à la fréquence du rayonnement électromagnétique :

$$E = h \cdot \nu \quad (2.1)$$

Avec  $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$  J.s ; la constante de Planck.

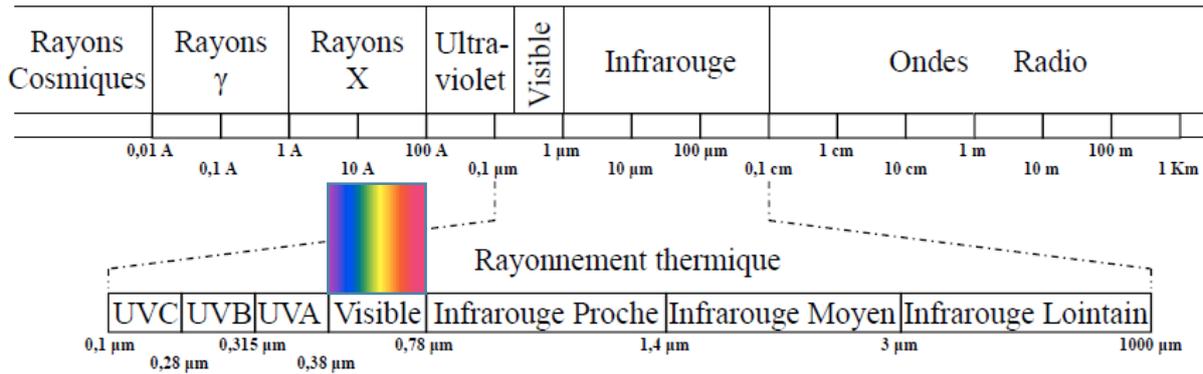


Figure 2.1 : Spectre des ondes électromagnétiques

### 2.1.2 Définitions des grandeurs du rayonnement thermique

Nous rappelons ici les principales grandeurs radiométriques du rayonnement thermique que nous utiliserons par la suite et dont une partie a été initiée en début de chapitre 1.

- Le flux énergétique

Le flux énergétique représente l'énergie thermique qu'un corps de surface finie  $S$  rayonne dans toutes les directions possibles de l'espace. Cette énergie rayonnée est intégrée sur l'ensemble du domaine spectral du rayonnement thermique, compris entre  $0,1\mu\text{m}$  et  $1000\mu\text{m}$ . Le flux énergétique est noté  $\phi$ , il correspond à une puissance et s'exprime donc en Watts (W).

- La densité de flux

Le flux énergétique  $\phi$  est généralement rapporté à l'unité de surface dont il provient et ce afin de pouvoir comparer les flux de surfaces différentes. Si l'on considère le flux total  $d^2\phi_e$  qui est émis par l'élément de surface  $dS$  dans toutes les directions spatiales possibles, la densité de flux  $\varphi$  est alors définie par le rapport suivant :

$$\varphi = \frac{d^2\phi_e}{dS} \quad (W.m^{-2}) \quad (2.2)$$

L'ensemble des directions spatiales d'émission forme une demi sphère (ou demi espace) délimitée par le plan contenant  $dS$  et perpendiculaire à la normale à la surface. Cette notion de densité permet de caractériser les différents échanges thermiques. La quantité d'énergie émise par l'élément de surface  $dS$  est appelée émittance et notée  $M$ . Elle est appelée éclairement et notée  $E$  si elle est reçue par la surface. Finalement la quantité d'énergie quittant la surface dans le cas général, que ce soit par émission, réflexion ou transmission, est appelée radiosité et notée  $J$ .

- La luminance énergétique

La luminance énergétique se définit comme le flux énergétique  $d^4\phi$  provenant d'un élément de surface  $dS$  et contenu dans l'angle solide élémentaire  $d\Omega$  dans la direction définie par l'angle  $\vartheta$  avec la normale à la surface (l'indice 4 signifie que le flux se rapporte à 4 éléments différentiels, 2 pour  $dS$  et 2 pour  $d\Omega$ ).

$$L_{(\theta,\psi)} = \frac{d^4\phi}{dS \cos\theta d\Omega} \quad (W \cdot m^{-2} \cdot sr^{-1}) \quad (2.3)$$

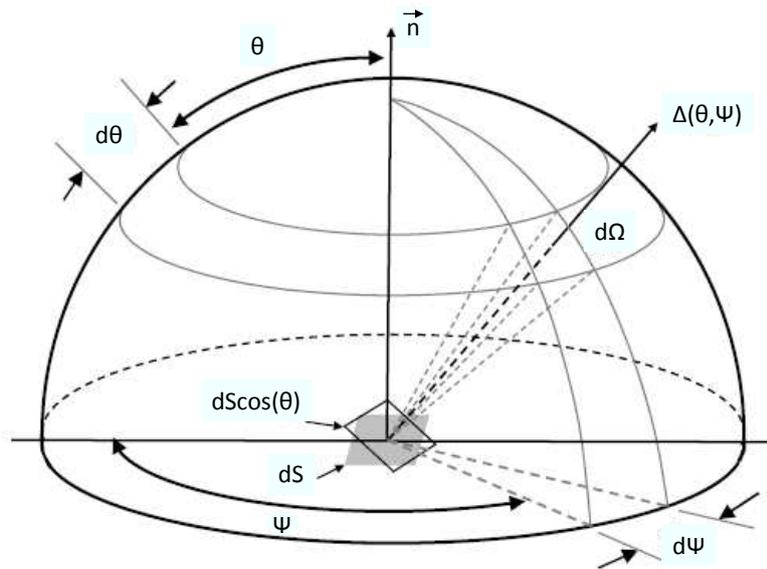


Figure 2.2 : Direction d'émission et angle solide relatifs à l'hémisphère de rayon unité

L'angle solide élémentaire  $d\Omega$  est utilisé pour caractériser l'ensemble des directions spatiales issues d'un point autour d'une direction principale  $\Delta_{(\vartheta,\psi)}$  et contenues dans une portion de cet espace. Il est défini comme l'aire  $d\Omega$  de la surface délimitée par l'interception avec une sphère de rayon unité.

$$d\Omega = \sin\theta d\theta d\psi \quad (sr) \quad (2.4)$$

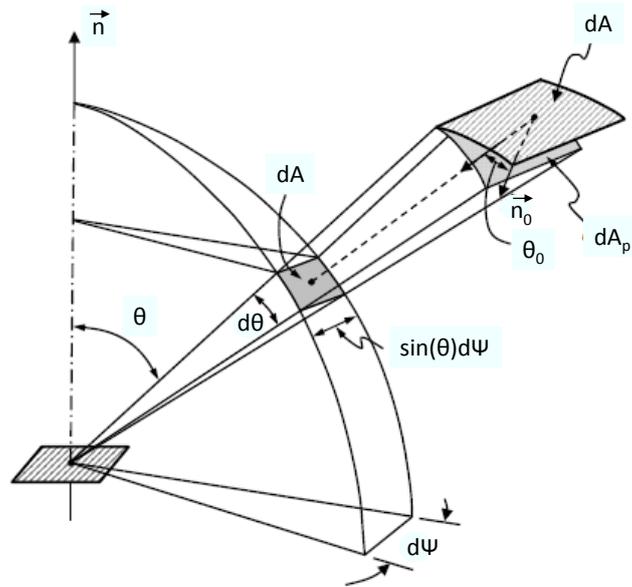


Figure 2.3 : Définition de l'angle solide

Il est néanmoins nécessaire d'exprimer ces grandeurs radiométriques de manière monochromatique car la distribution spectrale du rayonnement thermique n'est pas uniforme. En considérant un intervalle élémentaire de longueur d'onde  $d\lambda$ , alors la grandeur monochromatique  $G_\lambda$  s'exprime de la manière suivante :

$$G_\lambda = \frac{dG(\lambda)}{d\lambda} \quad (2.5)$$

Sur l'exemple de la luminance monochromatique :

$$L_{(\theta,\psi,\lambda)} = \frac{d^5\phi}{dS \cos\theta d\Omega d\lambda} \quad (W \cdot m^{-2} \cdot sr^{-1} \cdot \mu m^{-1}) \quad (2.6)$$

Pour retrouver les grandeurs totales vues précédemment, il suffit d'intégrer les grandeurs monochromatiques associées sur l'ensemble du domaine spectral.

### 2.1.3 Lois et principes associés au rayonnement thermique

#### 2.1.3.1 Lois fondamentales du rayonnement thermique

Afin d'établir les différentes lois fondamentales du rayonnement thermique, il est impératif de se référer à un système thermodynamique appelé corps noir.

- Le corps noir

Sa caractéristique première est sa capacité à absorber tout rayonnement incident en totalité ce qui fait de lui un absorbeur parfait. Il est également considéré comme un émetteur parfait lorsqu'il est à l'équilibre thermique, ce qui signifie que la puissance qu'il émet est supérieure à toute surface à la même température et ce sur tout le domaine spectral. Cette puissance émise est également indépendante de la direction d'émission et ne dépend que de sa température. Le corps noir peut être représenté par une cavité isotherme fermée à parois opaques (cf. figure 2.4).

Dans la pratique le corps noir idéal décrit précédemment n'existe pas. On peut toutefois l'approcher en réalisant une cavité isotherme à parois opaques. Ce système reste cependant imparfait, étant donné qu'il est nécessaire de disposer d'une ouverture dans la cavité afin d'accéder au rayonnement de celle-ci. On peut cependant réaliser des corps noir de laboratoire de très bonne qualité sous réserve de certaines précautions. Ces corps noirs sont généralement constitués d'une cavité sphérique, cylindrique ou conique, elle-même pourvue d'une petite ouverture. La cavité est chauffée par une source de chaleur régulée. Les dimensions de l'ouverture se doivent d'être très petites devant les dimensions de la cavité, typiquement si :  $\frac{S_{Ouverture}}{S_{Cavité}} > \frac{1}{10}$  alors  $\varepsilon > 0,98$  où  $\varepsilon$  représente le facteur d'émission du corps noir, détaillé par la suite. Les matériaux de constitution des parois sont très émissifs afin d'obtenir un facteur d'émission proche de 1. La source de chaleur doit être disposée de façon régulière pour avoir une cavité isotherme (cf. figure 2.5).

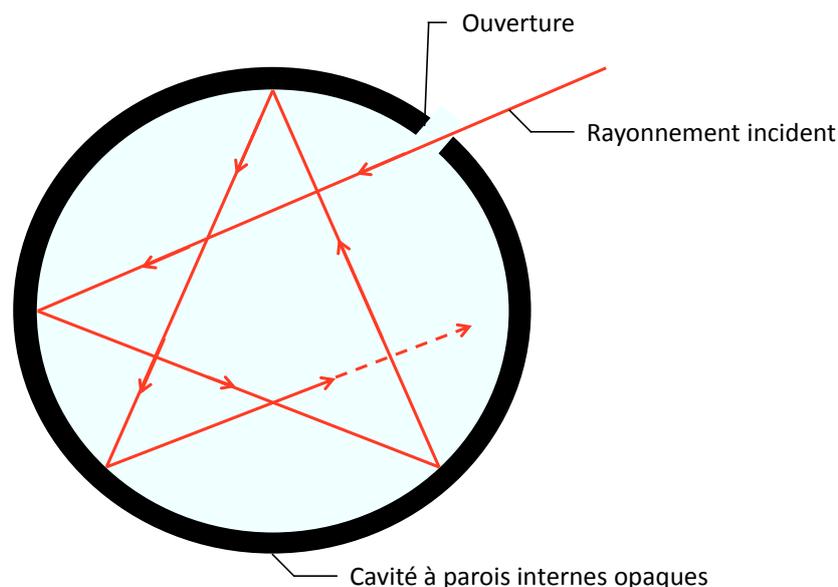


Figure 2.4 : Schéma de principe du corps noir

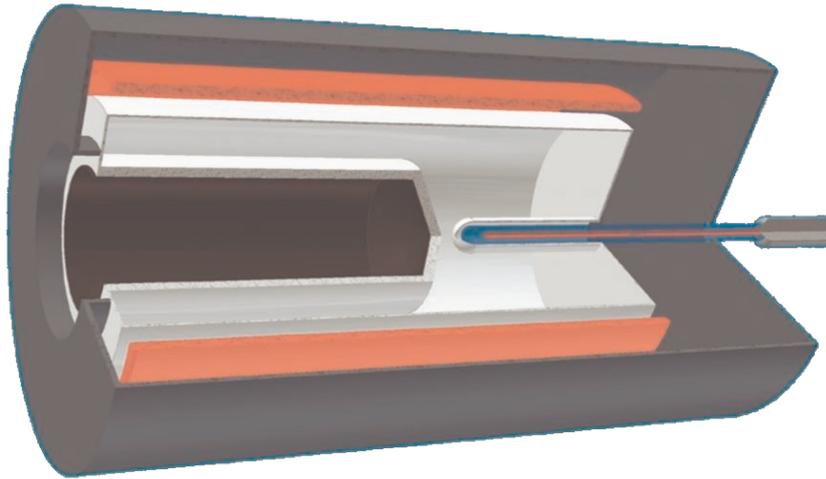


Figure 2.5 : Exemple de corps noir (METAS)

- Le corps opaque

A la différence d'un corps noir, un corps dit « opaque » possède une épaisseur telle qu'aucune partie du rayonnement thermique incident n'est transmise. Cette épaisseur dépend de la nature du matériau étudié, de la longueur d'onde mais également de son état de surface.

- Loi de Planck

La loi de Planck, ou loi de luminance du corps noir est une fonction de distribution spectrale du rayonnement thermique qui a pu être établie suite aux travaux sur l'étude du rayonnement thermique du corps noir et l'hypothèse sur les quanta d'énergie de Planck (1900).

L'hypothèse de Planck pour déterminer la luminance monochromatique d'un corps noir en fonction de sa longueur d'onde est que les photons présents dans la cavité sont à l'équilibre thermodynamique avec les parois ce qui signifie que leur répartition énergétique suit une distribution de type Bose-Einstein selon laquelle le nombre moyen de photons  $N$  présent dans un état énergétique  $E$  est donné par la relation :  $N = \frac{1}{e^{\frac{E-\mu}{kT}} - 1}$  où  $\mu$  représente le potentiel chimique du système. Planck a alors montré que la luminance monochromatique  $L_{\lambda}^0$  d'un corps noir à la température  $T$  et pour un indice de réfraction du milieu  $n$  est donné par la relation suivante, comme montré dans le précédent chapitre :

$$L_{(\lambda,T)}^0 = \frac{2hc^2\lambda^{-5}}{e^{\frac{hc}{nkB\lambda T}} - 1} \quad (W \cdot m^{-3} \cdot sr^{-1}) \quad (2.7)$$

Avec :

$c = 2,99 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$  la célérité de la lumière dans le vide

$h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$  la constante de Planck.

$k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$  la constante de Boltzmann

L'indice de réfraction  $n$  vaut 1 dans le vide et 1,0002926 dans l'air dans les conditions normales de pression et de température.  $n$  sera pris égal à 1 par la suite.

Dans la pratique, il est d'usage d'effectuer un regroupement sous formes de constantes, et d'exprimer la longueur d'onde en  $\mu\text{m}$ , la relation (2.7) devient alors :

$$L_{(\lambda,T)}^0 = \frac{C_1 \lambda^{-5}}{e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1} \quad (\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \mu\text{m}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}) \quad (2.8)$$

Avec :

$$C_1 = 1,19104282 \cdot 10^8 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \mu\text{m}^{-4}$$

$$C_2 = 14387,752 \mu\text{m} \cdot \text{K}$$

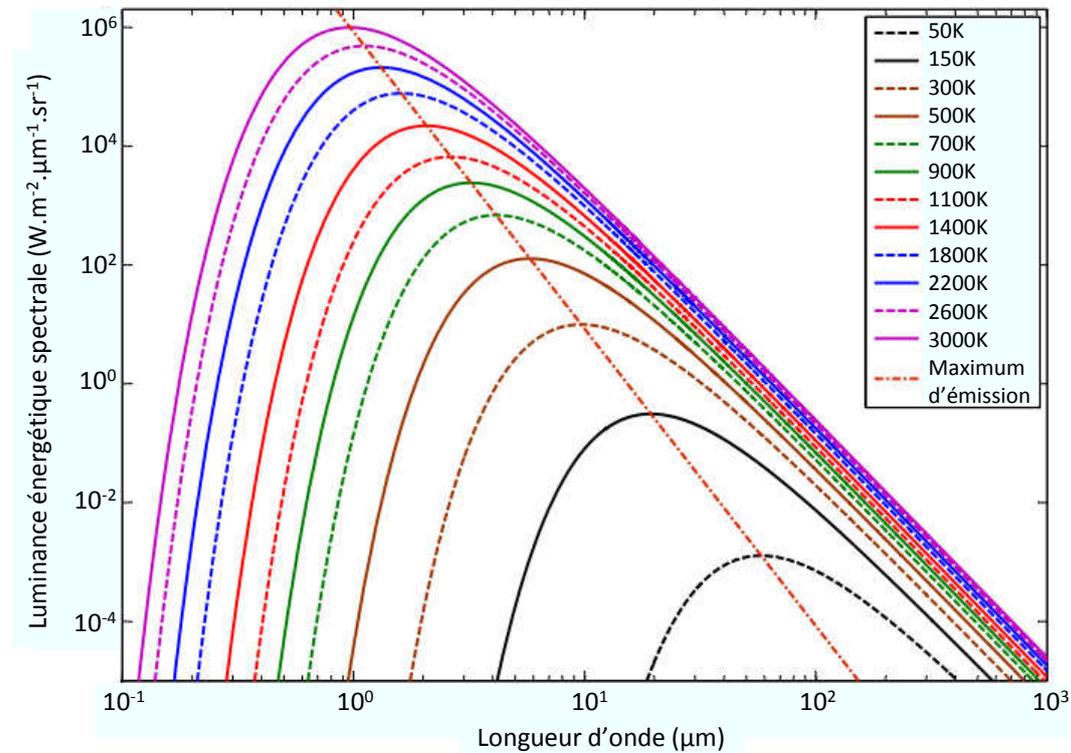


Figure 2.6 : Répartition de la loi de Planck en fonction de la longueur d'onde pour différentes températures

La figure 2.6 met en évidence la présence d'un maximum d'émission de la luminance monochromatique pour une longueur donnée qui est notée  $\lambda_{max}$  et qui dépend de la température donnée par dérivation de la loi de Planck (appelée loi du déplacement de Wien) :

$$\lambda_{max} T = \frac{hc}{5k} \approx 2897,7685 \quad (\mu\text{m} \cdot \text{K}) \quad (2.9)$$

- Approximations de la loi de Planck

D'après la formule de Planck, il est possible de déduire deux formes approchées selon les conditions d'étude observées.

Le premier cas est celui où le produit  $\lambda T$  prend de fortes valeurs ce qui fait que  $\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right) \ll 1$ . On peut alors effectuer un développement limité à l'ordre 1 de ce terme exponentiel afin d'obtenir :

$$L_{(\lambda,T)}^0 \approx \frac{C_1}{C_2} \lambda^{-4} T \quad (W.m^{-2}.\mu m^{-1}.sr^{-1}) \quad (2.10)$$

Cette forme approchée est appelée approximation de Rayleigh-Jeans et elle démontre que quand  $\lambda T \gg C_2$  alors la luminance monochromatique du corps noir augmente linéairement avec la température

Le deuxième cas est donc celui où le produit  $\lambda T$  prend de faibles valeurs devant  $C_2$ , on obtient alors  $\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right) \gg 1$ , ce qui permet d'obtenir :

$$L_{(\lambda,T)}^0 \approx C_1 \lambda^{-5} \exp\left(\frac{-C_2}{\lambda T}\right) \quad (W.m^{-2}.\mu m^{-1}.sr^{-1}) \quad (2.11)$$

Cette deuxième forme approchée est appelée approximation de Wien et est souvent utilisée en pyrométrie monochromatique. Elle est pratiquement exacte lorsque  $\lambda T \ll 3000 \mu m.K$  ce qui sera notre cas. Nous utiliserons donc cette approximation qui permet d'avoir des formules littérales simples.

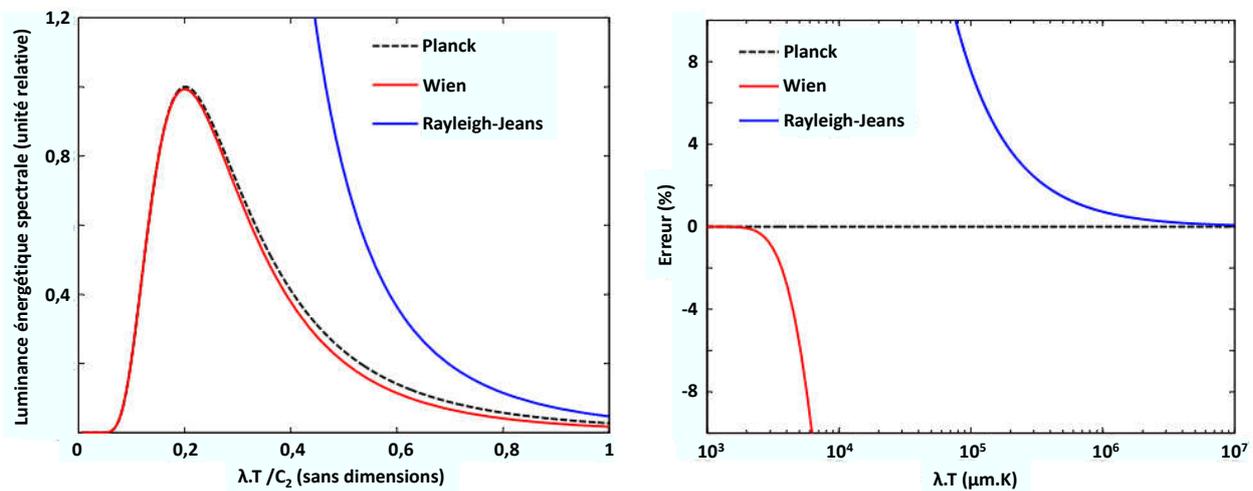


Figure 2.7 : Approximations de la loi de Planck

- Loi de Stephan-Boltzmann

En effectuant l'intégration de la loi de Planck sur le demi-espace d'émission on obtient alors l'émittance spectrale du corps noir  $M_{(\lambda,T)}^0$  :

$$M_{(\lambda,T)}^0 = \int_{\text{demi-espace}} L_{(\lambda,T)}^0 \cos\theta d\Omega = \pi L_{(\lambda,T)}^0 \quad (W \cdot m^{-2} \cdot \mu m^{-1}) \quad (2.12)$$

Si l'on intègre l'expression (2.12) sur l'ensemble du domaine spectral on obtient alors l'émittance totale du corps noir  $M^0$  :

$$M^0 = \int_0^\infty M_{(\lambda,T)}^0 d\lambda = \int_0^\infty \pi L_{(\lambda,T)}^0 d\lambda = \sigma T^4 \quad (W \cdot m^{-2}) \quad (2.13)$$

Avec  $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$  qui représente la constante de Stephan-Boltzmann.

### 2.1.3.2 Propriétés radiatives

Les lois de Planck et de Stephan-Boltzmann permettent de quantifier l'émission de rayonnement (totale ou monochromatique) du corps noir. Il n'existe cependant pas de matériau se comportant comme un corps noir, d'où la nécessité d'introduire de nouveaux paramètres physiques pour décrire le rayonnement des corps réels.

En effet, les surfaces réelles n'absorbent qu'une partie du rayonnement incident  $d^2\phi_i$  sur un élément de surface  $dS$ , contrairement au corps noir qui absorbe la totalité. Ce rayonnement incident impactant une surface réelle est en réalité à la fois absorbé, réfléchi et transmis (respectivement  $d^2\phi_a$ ,  $d^2\phi_r$  et  $d^2\phi_t$ ). Cette répartition du rayonnement incident est donc donnée par les coefficients respectifs d'absorption, de réflexion et de transmission.

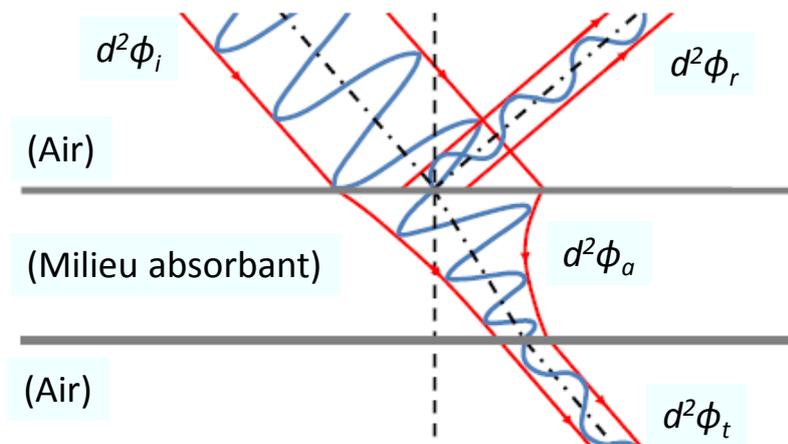


Figure 2.8 : Répartition du rayonnement incident sur une surface réelle

- Le facteur d'absorption

Le facteur d'absorption, également appelé absorptivité et noté  $\alpha$ , représente la capacité d'un matériau à absorber un rayonnement incident. Ce facteur est égal à 1 pour le corps noir qui est un absorbeur parfait. Il est compris entre 0 et 1 pour tous les corps réels.

Le facteur d'absorption total est défini comme une fraction du flux absorbé, à savoir le rapport du flux absorbé sur le flux incident :

$$\alpha_{(T)} = \frac{d^2\phi_a}{d^2\phi_i} \quad (2.14)$$

On peut également définir des facteurs d'absorption spécifiques en fonction du domaine spectral et de la direction d'observation.

- Le facteur de réflexion

Le facteur de réflexion, également appelé réflectivité et noté  $\rho$ , représente la capacité d'un matériau à réfléchir un rayonnement incident.

Le facteur de réflexion totale est défini comme une fraction du flux réfléchi, à savoir le rapport du flux réfléchi sur le flux incident :

$$\rho_{(T)} = \frac{d^2\phi_r}{d^2\phi_i} \quad (2.15)$$

Comme le facteur d'absorption, ce facteur dépend aussi des distributions spatiales et spectrales du rayonnement incident mais également de la direction de réflexion.

- Le facteur de transmission

Le facteur de transmission, noté  $\tau$ , représente la capacité d'un matériau à transmettre un rayonnement incident.

Le facteur de transmission totale est défini comme une fraction du flux transmis, à savoir le rapport du flux transmis sur le flux incident :

$$\tau_{(T)} = \frac{d^2\phi_t}{d^2\phi_i} \quad (2.16)$$

Comme les deux précédents facteurs, le facteur de transmission dépend aussi des distributions spatiales et spectrales du rayonnement incident mais également de la direction de transmission.

- Le facteur d'émission

Comme vu précédemment, le corps noir est un émetteur parfait. Il émet le maximum d'énergie radiative à une température donnée et en étant à l'équilibre thermodynamique local (ETL) et comme ce rayonnement émis est parfaitement connu d'après (2.7), il va servir de référence. On détermine donc la capacité d'un corps réel à émettre un rayonnement thermique par rapport à celle du corps noir. C'est ce rapport que l'on appelle facteur d'émission ou encore émissivité, il est noté  $\varepsilon$ . Ce

facteur est égal à 1 pour le corps noir qui est un émetteur parfait. Il est compris entre 0 et 1 pour tous les corps réels.

L'émissivité est définie comme le rapport entre la luminance spectrale d'un corps réel et celle d'un corps noir :

$$\varepsilon(\lambda, T) = \frac{L(\lambda, T)}{L_0^0(\lambda, T)} \quad (2.17)$$

Comme les trois précédents facteurs, l'émissivité dépend aussi des distributions spatiales et spectrales du rayonnement incident mais également de la direction d'émission.

De plus, l'émissivité varie en fonction de la nature du matériau mais d'autres paramètres peuvent également influencer sur sa valeur comme son l'état de surface où l'angle d'incidence de visée. Concernant l'état de surface du matériau, plus la rugosité augmente plus l'émissivité augmente, cela est dû aux multiples réflexions engendrées par la hauteur et l'espacement des grains en surface. On considérera par la suite un état de surface suffisamment lisse pour que les réflexions soient négligées. Concernant l'angle d'incidence, la figure 2.9 montre les variations d'émissivité de quelques matériaux diélectriques en fonction de la direction de mesure. On remarque que l'émissivité varie peu mais commence à décroître au-delà de 60° d'incidence. Les métaux se comportent différemment comme on peut le constater sur la figure 2.10, avec une très faible émissivité entre 0 et 60° d'incidence avant qu'elle n'augmente avant d'atteindre son maximum vers 85°.

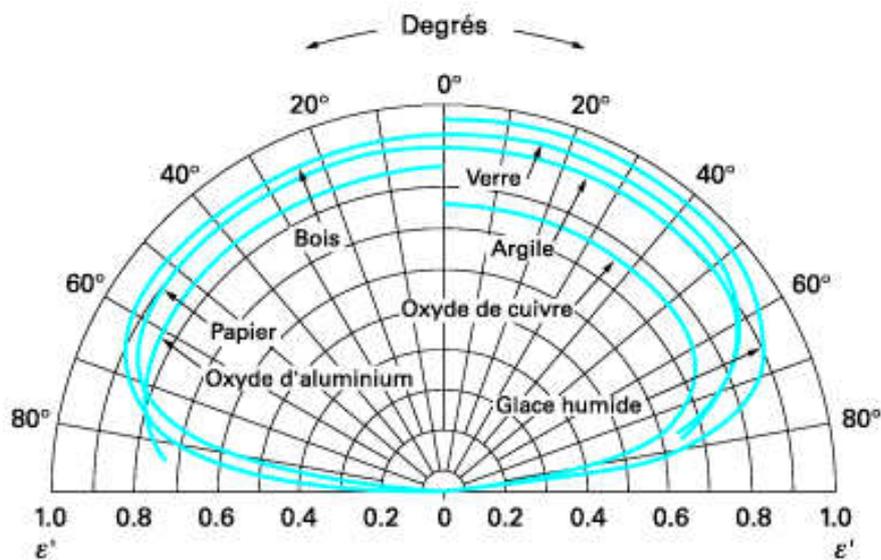


Figure 2.9 : Émissivité directionnelle totale en fonction de l'angle de matériaux diélectriques [30]

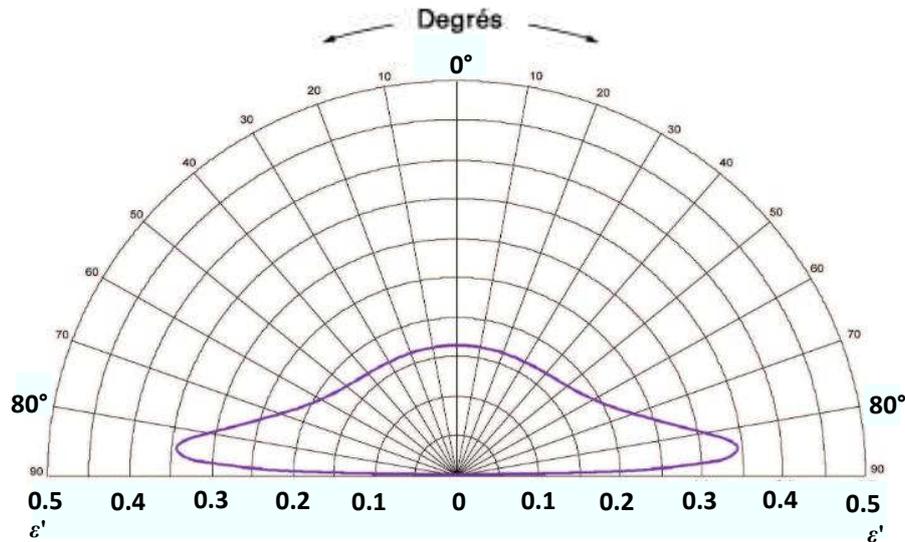


Figure 2.10 : Émissivité directionnelle totale en fonction de l'angle pour un métal [31]

### 2.1.3.3 Transfert d'énergie par rayonnement

Nous venons donc de voir que lorsqu'un corps dit réel (qui n'est ni un corps opaque ni un corps noir) reçoit un rayonnement incident  $d^2\phi_i$ , une partie  $d^2\phi_a$  est absorbée sous forme de chaleur, une autre  $d^2\phi_r$  est réfléchie et une dernière partie  $d^2\phi_t$  est transmise (cf. figures 2.9 et 2.10).

En supposant l'équilibre thermodynamique et en suivant le principe de conservation de l'énergie, on obtient le bilan énergétique suivant :

$$d^2\phi_a + d^2\phi_r + d^2\phi_t = d^2\phi_i \quad (2.18)$$

Ou encore :

$$\frac{d^2\phi_a}{d^2\phi_i} + \frac{d^2\phi_r}{d^2\phi_i} + \frac{d^2\phi_t}{d^2\phi_i} = 1 \quad (2.19)$$

On aboutit alors à la relation :

$$\alpha + \rho + \tau = 1 \quad (2.20)$$

S'il est possible de négliger les différents phénomènes physiques pouvant modifier la fréquence du rayonnement thermique (comme la diffusion Raman, liée à la présence de particules dans l'atmosphère) la relation précédente est alors applicable sur un domaine spectral élémentaire  $d\lambda$  :

$$\alpha_{(\lambda,T)} + \rho_{(\lambda,T)} + \tau_{(\lambda,T)} = 1 \quad (2.21)$$

Pour les matériaux opaques (donc pas de flux transmis) les relations précédentes deviennent :

$$\alpha + \rho = 1$$

$$\alpha_{(\lambda,T)} + \rho_{(\lambda,T)} = 1 \quad (2.22)$$

Finalement, pour les solides à l'équilibre thermodynamique local, il est possible de lier les facteurs d'émission et d'absorption d'après la loi de Kirchhoff :

$$\varepsilon_{(\lambda,T)} = \alpha_{(\lambda,T)} \quad (2.23)$$

La loi de Kirchhoff s'applique à un corps à l'équilibre thermodynamique parfait (ETP) ce qui signifie l'équilibre de la matière, du champ de rayonnement dans lequel il se trouve et l'équilibre mutuel entre la matière et le rayonnement environnant. Cette loi n'est plus valable si le corps en question rayonne dans un environnement à température différente car l'équilibre thermique n'est plus vérifié. Si le matériau reste cependant à l'équilibre local (pas de gradient thermique à la surface du corps considéré), alors la loi reste valable

La loi du rayonnement de Kirchhoff n'est cependant valable que pour les facteurs monochromatiques.

## 2.2 Mesure par pyrométrie bichromatique impulsionnelle

Les rappels théoriques du rayonnement thermique que nous venons de voir vont maintenant nous permettre de comprendre dans le détail le principe de la méthode photothermique bichromatique intéressante pour les milieux perturbés.

### 2.2.1 Principe de la mesure

Le but de cette méthode est donc de déterminer sans contact la température de surface d'un matériau soumis à d'intenses rayonnements perturbateurs (comme ceux des flammes ou des parois chaudes environnantes par exemple) dans des domaines comme l'industrie aéronautique, les moteurs à combustion internes, le Tokamak, les réacteurs chimiques (comme le reformage par exemple) et l'industrie du verre pour délimiter un bain de verre. La figure 2.11 montre des exemples d'environnements présents dans l'industrie aéronautique et verrière.

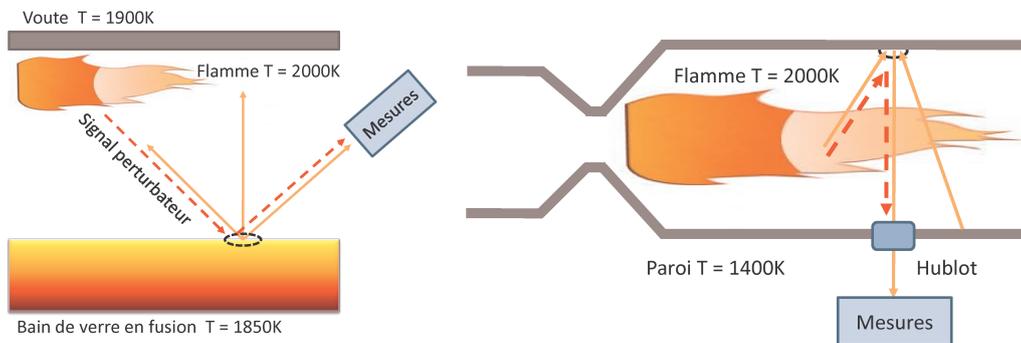


Figure 2.11 : Exemples d'applications sur un bain de fusion (gauche) et un turboréacteur (droite)

Dans ces environnements particulièrement hostiles le rayonnement provenant d'une source perturbatrice et réfléchi sur la surface du matériau peut être beaucoup plus important que le rayonnement émis par ce matériau. La mesure pyrométrique est donc impossible si on ne sépare pas ce rayonnement perturbateur du rayonnement émis. De plus, le rayonnement émis peut être absorbé par lesdites perturbations (flammes, vapeur d'eau ou encore les particules présentes dans les fumées). Cette source d'erreur introduit des pertes d'énergie dans la transmission du rayonnement de l'objet mesuré jusqu'au détecteur et doit être prise en compte.

Le principe de la photo-thermométrie consiste donc à localement exciter la surface du matériau avec une source laser modulée de fréquence connue. Dans cette étude, un laser  $\text{CO}_2$  pulsé émettant à  $10,6\ \mu\text{m}$  est utilisé sur la surface du corps cible. Celui-ci a été choisi pour sa faible absorption par les particules, sa très faible diffusion Rayleigh dans les gaz et l'absence de raies d'absorption de gaz (tels  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}_2$ , etc.) à  $10,6\ \mu\text{m}$ . L'absorption infrarouge du rayonnement laser augmente périodiquement et localement la température de la surface excitée (typiquement, on observe une variation alternative entre 1 et  $2^\circ\text{C}$  pour une source laser  $\text{CO}_2$  de 30W sur une surface-cible en céramique). La modulation de la température résultante produit une modulation périodique du rayonnement émis suivant la pulsation laser (cf. figure 2.12).

L'un des principaux avantages de la pyrométrie réside dans une transmission de l'information de la surface observée au détecteur sous forme d'une onde électromagnétique. La surface est usuellement imagée par des appareils optiques sensibles au rayonnement et à la température le plus souvent situés dans le domaine de 0,3 jusqu'à 40 $\mu\text{m}$ . La pyrométrie a donc l'avantage de ne pas être intrusive par rapport au phénomène thermique observé. De plus, le système peut être en grande partie déporté et ne nécessite pas d'avoir un élément physiquement en contact avec le point de mesure.

Cet aspect est particulièrement important dans un cas tel qu'un bain de fusion ou la paroi d'un propulseur car les méthodes intrusives ne peuvent supporter l'environnement au voisinage du point de mesure.

Il existe donc plusieurs techniques de pyrométrie (voir chapitre 1) telles que la pyrométrie à radiation totale, monochromatique, bichromatique et photothermique. Les trois premières se différencient par la largeur du spectre lumineux qui est utilisé pour réaliser la mesure et leur sensibilité aux rayonnements perturbateurs. La photothermométrie ou pyrométrie monochromatique impulsionnelle active est elle aussi sensible aux perturbations mais dépend également du facteur d'absorption du matériau. Le choix de la méthode bichromatique active permet d'éliminer toutes les dépendances des techniques passives et monochromatiques.

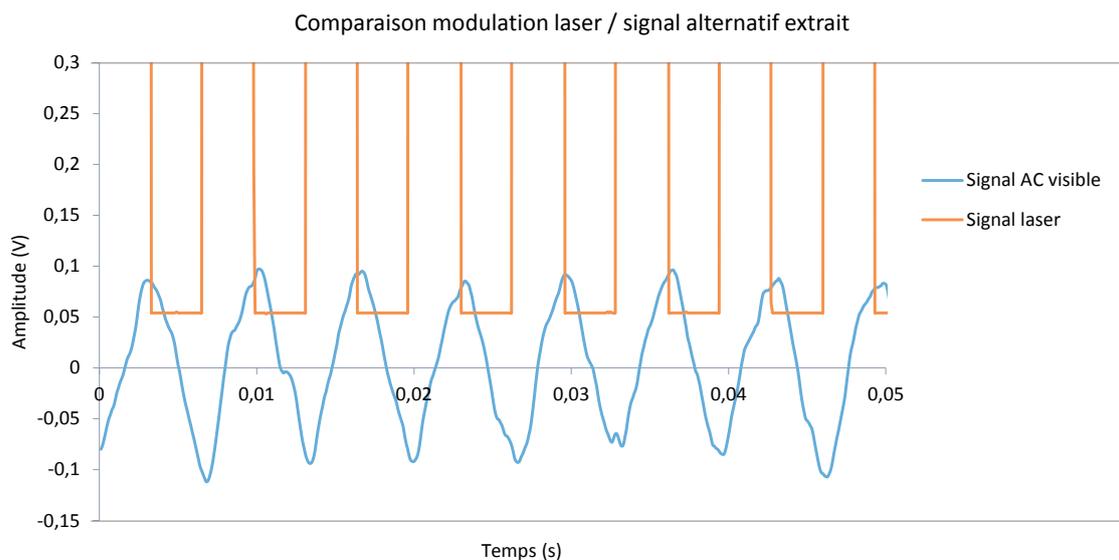


Figure 2.12 : Représentation de la variation alternative de la température en surface suivant l'excitation laser

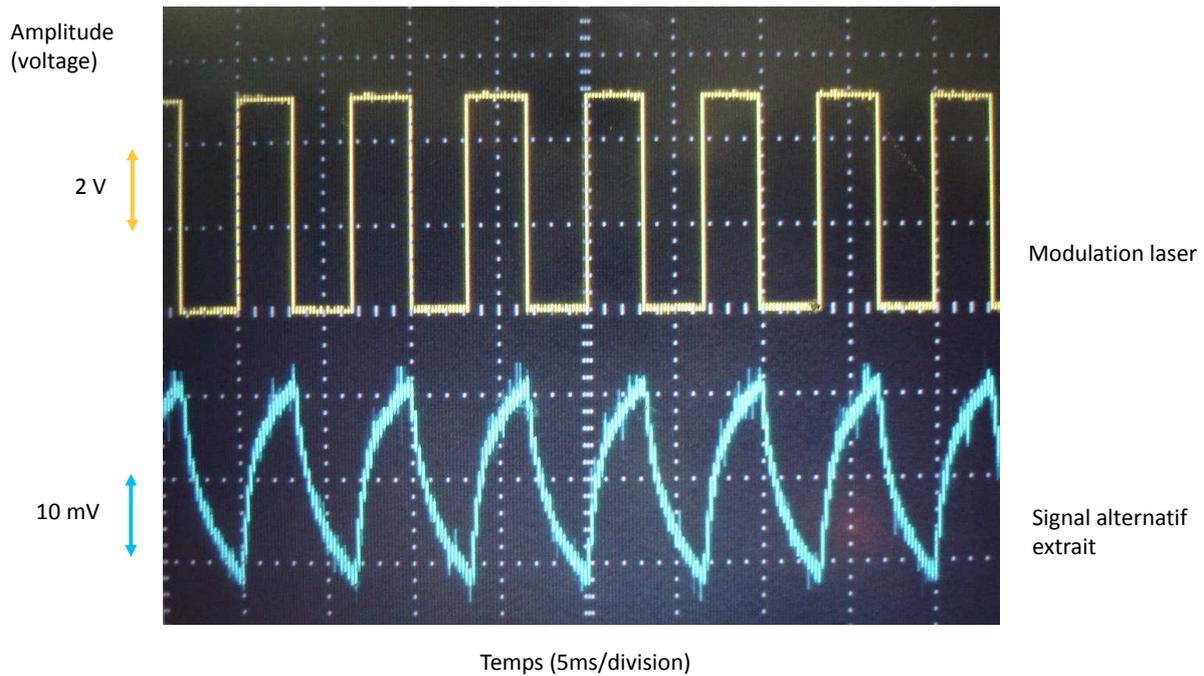


Figure 2.13 : Observation à l'oscilloscope de la variation alternative de la température en surface suivant l'excitation laser

Le signal alternatif (AC) obtenu (ici sur l'exemple de la voie visible, cf. figure 2.13) représente cette modulation périodique, avec la montée en température durant le pulse laser puis la relaxation entre chaque pulse.

L'amplitude de cette modulation périodique est ensuite mesurée à deux longueurs d'ondes distinctes dans le visible et le proche infrarouge dans le but de déduire l'actuelle température de la surface. Le choix des longueurs d'ondes est crucial pour surmonter l'absorption des flammes, vapeurs ou particules. Le rapport des signaux des deux rayonnements monochromatiques est ensuite extrait par détection synchrone. Le rapport de ces deux signaux est fonction de la température du matériau. Comme seule la température de surface est modulée à une fréquence spécifique par la source laser pulsée, les flux perturbateurs qui ne sont pas modulés sont donc éliminés.

Comme il est dit dans le précédent chapitre, tout corps émet dans le milieu qui l'entoure un rayonnement électromagnétique et la pyrométrie consiste à mesurer tout ou partie du flux émis associé au rayonnement et déterminer la température de surface du corps observé, en utilisant les lois du rayonnement thermique.

Le schéma de principe d'un pyromètre bichromatique actif est montré figure 2.14 :

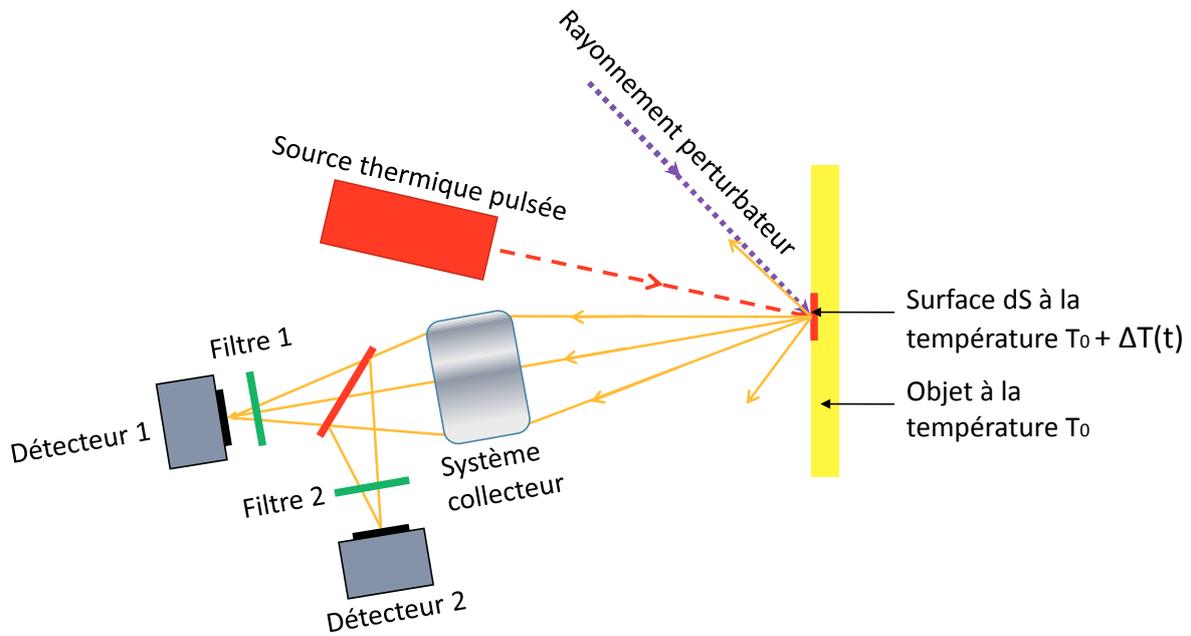


Figure 2.14 : Schéma de principe de la pyrométrie bichromatique impulsionnelle

Le signal mesuré dépend de :

$$L_{(\lambda,\vartheta,T)} = \Omega_{collecté} \times \alpha_{\lambda 0} \times \tau_{(\lambda)} \times \varepsilon_{(\lambda,\vartheta,T)} \times \frac{c_1 \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T}\right) - 1} + \tau_{(\lambda)} \times \rho_{(\lambda,\vartheta,T)} \times L_{(\lambda,\vartheta,T)}^{externe} \quad (2.24)$$

Où  $L_{(\lambda,\vartheta,T)}$  est la température de luminance (ou température de brillance) de l'objet mesuré qui dépend de la longueur d'onde  $\lambda$ , de l'angle solide  $\vartheta$  et de la température de surface de l'objet  $T$  (tous les termes en indices représente les différentes dépendances de chaque terme). La température de luminance est la même que pour un corps noir, qui aurait la même luminance que la source dans les mêmes conditions d'observation. La loi de Planck donne le terme exponentiel, c'est le rayonnement du corps noir. Les paramètres inconnus sont :

- $T$  la température de surface de l'objet (en Kelvin) ;
- $\alpha_{\lambda 0}$  le coefficient d'absorption du matériau à la longueur d'onde d'émission de la source thermique pulsée ;
- $L^{externe}$  la contribution perturbatrice par réflexion ;
- $\varepsilon$  l'émissivité ;
- $\tau_{\lambda}$  le coefficient de transmission atmosphérique de l'environnement ;
- $\rho_{(\lambda,\vartheta,T)}$  le coefficient de réflexion.

$C_1$  and  $C_2$  sont respectivement la première et la seconde constante de Planck (avec  $C_1=1.19104 \cdot 10^8 \text{ W } \mu\text{m}^4 \text{ m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$  et  $C_2 = 14388 \mu\text{m.K}$ ),  $\lambda$  est la longueur d'onde exprimée en  $\mu\text{m}$  et  $\lambda_0$  représente la longueur d'onde d'émission de la source laser pulsée. Les excitations thermiques périodiques sur le matériau induisent une variation temporelle du rayonnement émis d'amplitude  $\Delta T_e$ . La relation (2.24) est analogue à la relation (1.41) du chapitre précédent à la différence que celle-ci prend en compte les différents facteurs liés aux perturbations de l'environnement.

Quand la composante continue est éliminée, la relation devient :

$$L_\lambda [T_0 + \Delta T_e(t)] - L_\lambda(T_0) \quad (2.25)$$

On obtient donc :

$$\Delta L_\lambda = cst. \varepsilon_\lambda. \tau_\lambda. \frac{\exp\left(\frac{-C_2}{\lambda T}\right)}{T} \cdot \frac{\Delta T_e}{T} \quad (2.26)$$

Le terme constant noté *cst* ne dépend plus désormais des paramètres d'absorption et de conductivité du matériau, mais seulement de l'appareillage, on l'appelle alors constante d'appareillage. Cette constante représente le facteur  $\beta_\lambda$  du chapitre 1 qui dépend alors de la calibration. La relation (2.26) est analogue aux relations (1.42) et (1.47) du chapitre précédent à la différence que celle-ci prend toujours en compte le facteur de transmission lié aux perturbations de l'environnement  $\tau_\lambda$ .

Puis, en effectuant le rapport de deux mesures à deux longueurs d'onde différentes on obtient le rapport  $R$  :

$$R = \frac{\Delta L_1}{\Delta L_2} = cst. \frac{\varepsilon_1 \tau_1}{\varepsilon_2 \tau_2} \cdot \exp\left\{-\frac{C_2}{T} \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right)\right\} \quad (2.27)$$

On retrouve alors l'équation (1.48) à la différence que les termes de luminance aux deux longueurs d'ondes sont regroupés en un seul terme exponentiel et que les facteurs de transmission atmosphérique aux deux longueurs d'ondes sont pris en compte.

La température peut maintenant être déduite comme une fonction de  $R$  de la forme suivante :

$$T = -\frac{C_2}{\ln(R)} \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right) \quad (2.28)$$

### 2.2.2 Sensibilité de la mesure

La sensibilité de la mesure est :

$$\frac{dT}{R} = \frac{C_2}{T^2} \cdot \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1 \lambda_2} \cdot dR \quad (2.29)$$

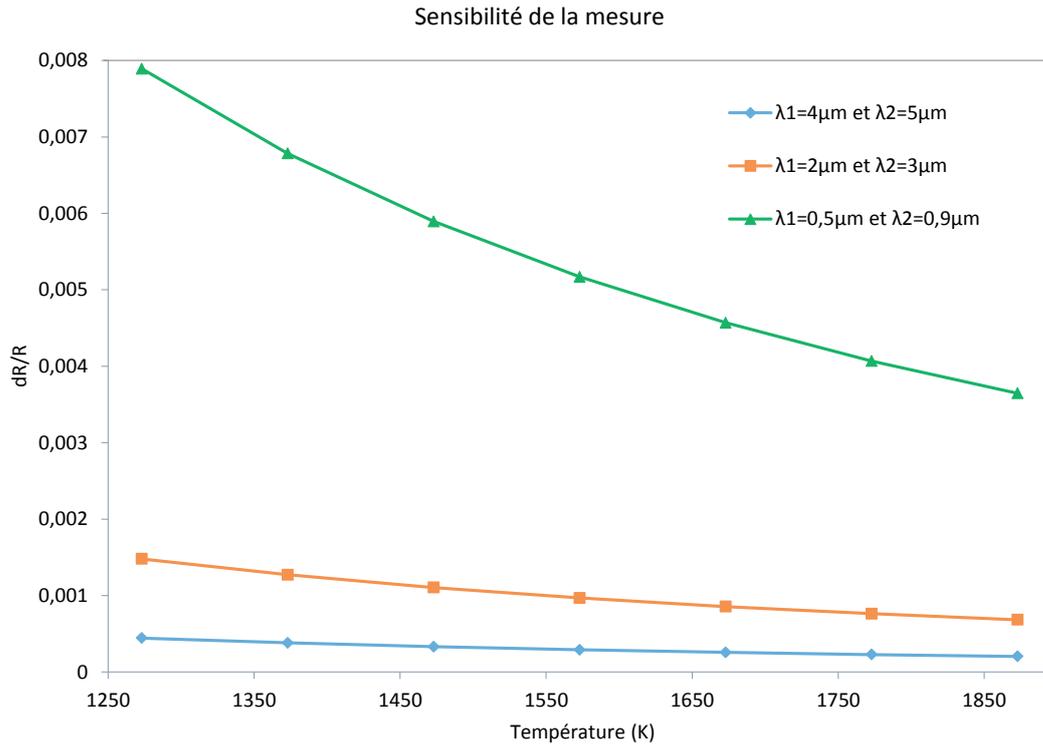


Figure 2.15 : Influence de  $\lambda$  sur  $dR/R$

La figure 2.15 où l'on a pris  $dT=1$  montre que le rapport  $dR/R$  est fortement amélioré si  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  sont situées vers les courtes longueurs d'ondes. Pour améliorer la sensibilité, le terme  $\frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1 \lambda_2}$  doit être augmenté donc il faut en pratique travailler aux courtes longueurs d'ondes [32]. Par exemple, si  $\lambda_1 = 0.9 \mu\text{m}$  et si  $\lambda_2 = 0.5 \mu\text{m}$  alors la sensibilité de la méthode bichromatique pulsée est de 10% de variation du signal mesuré for  $100^\circ\text{C}$  ce qui est un bon résultat.

### 2.2.3 Erreur de principe de la mesure

L'erreur due au principe de la mesure est de la forme suivante :

$$\Delta T \approx \frac{T^2}{C_2} \cdot \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} \cdot \ln\left(\frac{\varepsilon_1 \tau_1}{\varepsilon_2 \tau_2}\right) \quad (2.30)$$

Que l'on peut également exprimer sous la forme suivante :

$$\Delta T \approx \frac{T^2}{C_2} \cdot \lambda_1 \cdot \lambda_2 \cdot \frac{1}{\varepsilon_2} \cdot \frac{d\varepsilon}{d\lambda} \quad (2.31)$$

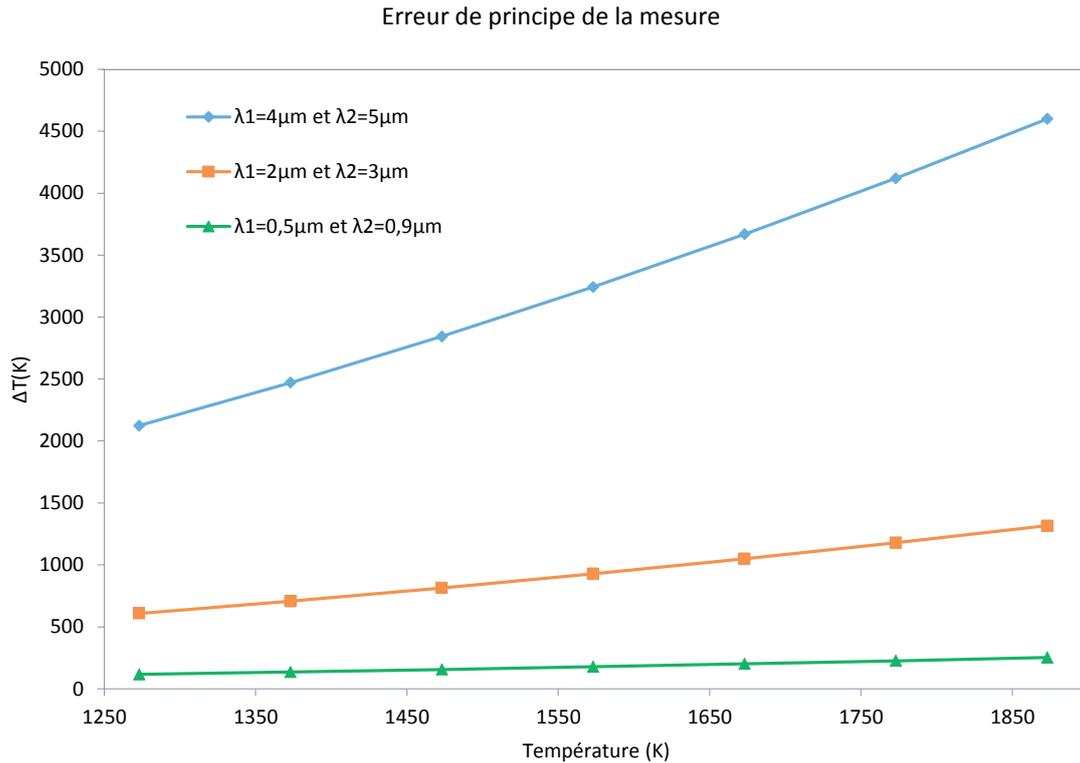


Figure 2.16 : Influence de  $\lambda$  sur  $\Delta T$

Comme  $\lambda_1$  est proche de  $\lambda_2$  nous supposons que  $\varepsilon_1 \tau_1$  est quasiment égal à  $\varepsilon_2 \tau_2$  et si  $\varepsilon_1 \tau_1 \approx \varepsilon_2 \tau_2$  nous pouvons voir à travers les fumées ( $\Delta T \approx 0$ ). Si différent, il doit être corrigé.

Par exemple, avec  $\lambda_1=1 \mu\text{m}$ ,  $\lambda_2=0,7 \mu\text{m}$  et en supposant  $\varepsilon_1 \tau_1 / \varepsilon_2 \tau_2 = 2$  on obtient :

À  $1500^\circ\text{C}$   $\Delta T=353,4^\circ\text{C}$

À  $2500^\circ\text{C}$   $\Delta T=864,4^\circ\text{C}$

Cette erreur est de second ordre par rapport aux deux erreurs constituées d'une part par la méconnaissance de l'émissivité du matériau et d'autre part par la réflexion de rayonnements sur ce matériau. Pour diminuer l'erreur due à la variation de l'émissivité avec la longueur d'onde le terme  $\frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2}$  doit être diminué au maximum et donc en pratique les plus courtes longueurs d'ondes possibles doivent être choisies [33].

La précision de mesure dépend de la connaissance du rapport des deux émissivités aux longueurs d'ondes choisies. Cette incertitude peut être estimée à 10% et d'après la relation (2.30), à approximativement 2000K avec  $\lambda_1 = 0.9 \mu\text{m}$  et  $\lambda_2 = 0.5 \mu\text{m}$  on obtient une précision relative  $\frac{\Delta T}{T} = 2.5\%$  ce qui est satisfaisant pour mesurer dans un environnement très perturbé. Considérant les nombreux bruits électroniques, la sensibilité est d'environ +/- 10 K autour de 2000 K, ce qui correspond à 0.5%. Cette valeur de sensibilité permet l'utilisation de la méthode pour contrôler un procédé industriel dans de tels environnements.

### 2.2.4 Facteur de qualité

Nous venons donc de voir que les termes  $\frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1 \lambda_2}$  et  $\frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2}$  sont déterminants dans l'expression de la sensibilité et de l'erreur de principe. Il faut effectivement les maximiser ou minimiser selon l'expression afin d'obtenir le meilleur résultat possible. Dans le but de mieux comprendre l'évolution de ces facteurs en fonction des valeurs de  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  nous posons alors deux constantes  $A$  et  $A'$  telles que  $\frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1 \lambda_2} = A$  et  $\frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} = A'$  que l'on nomme facteur de qualité (respectivement  $A$  pour la sensibilité et  $A'$  pour l'erreur de principe). Lorsque ce facteur est nul cela représente l'origine et correspond au cas où  $\lambda_1 = \lambda_2$ . Les faisceaux de courbes suivants (cf. figures 2.17 et 2.18) montrent l'évolution de ces facteurs pour des valeurs de longueur d'ondes comprises entre 0,4 et  $2\mu\text{m}$  :

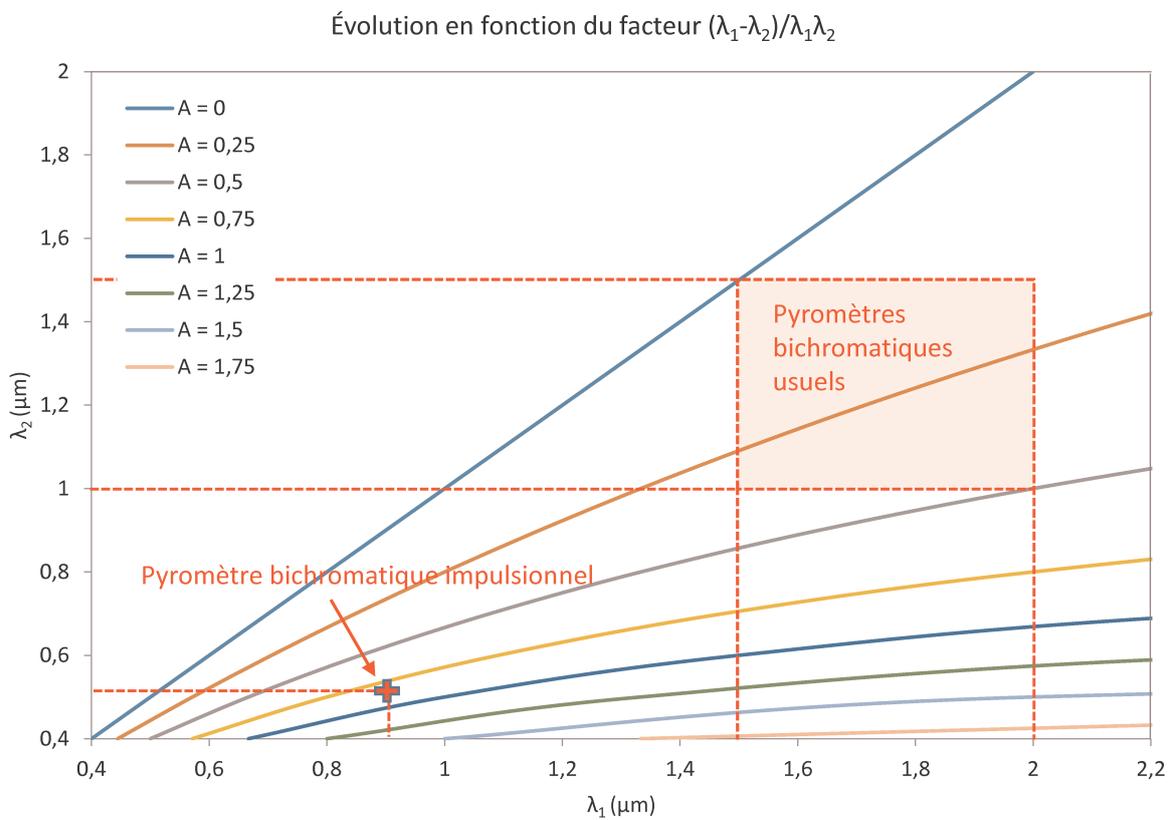


Figure 2.17 : Évolution du facteur  $A$  en fonction des longueurs d'onde

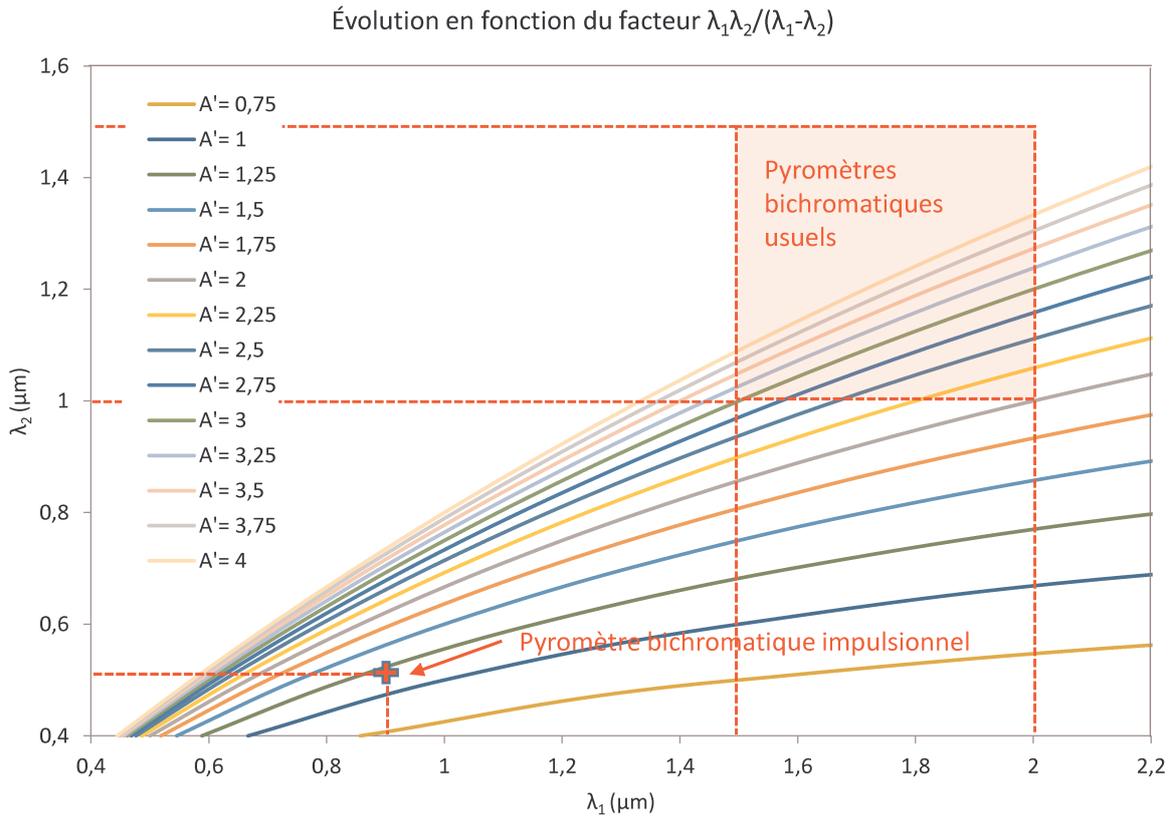


Figure 2.18 : Évolution du facteur  $A'$  en fonction des longueurs d'onde

Si l'on observe la figure 2.17 sur l'évolution du facteur de qualité  $A$  pour la sensibilité, la croix rouge représente le positionnement du pyromètre bichromatique impulsionnel avec un facteur de qualité compris entre 0,75 et 1 par rapport à l'origine ( $A=0$ ) correspondant aux longueurs d'ondes précédemment choisies  $\lambda_1 = 0,9 \mu\text{m}$  et  $\lambda_2 = 0,5 \mu\text{m}$ . Cette valeur est à comparer au domaine des pyromètres bichromatiques infrarouges du commerce représenté par le rectangle rouge. On peut comparer ces deux technologies de cette manière car l'expression de la sensibilité et de l'erreur de principe est la même dans les deux cas (impulsionnel et en émission). Ces pyromètres fonctionnent la plupart du temps pour des valeurs de longueurs d'ondes comprises entre 1 et 2  $\mu\text{m}$  (ce qui s'explique par l'importance du rayonnement thermique et la diminution de l'influence du facteur d'émission dans l'infrarouge), plus précisément avec  $1,5 < \lambda_1 < 2 \mu\text{m}$  et  $1 < \lambda_2 < 1,5 \mu\text{m}$ . Concernant la sensibilité, on observe donc que ces appareils se situent dans une zone où  $A$  est compris entre 0 et 0,5, les meilleurs étant situés dans le coin bas droit du rectangle. Leur sensibilité est donc en moyenne 3 à 4 fois moins bonne que celle du pyromètre impulsionnel.

Selon le même principe, on observe l'erreur de principe du pyromètre impulsionnel sur la figure 2.18 située entre 1 et 1,25 par rapport à l'origine. Les pyromètres du commerce possèdent quant à eux une erreur de principe au minimum deux fois supérieure ( $A'=2$  dans le meilleur des cas, en bas à droite du rectangle rouge). Cela prouve la nette amélioration obtenue par voie impulsionnelle, en maximisant la sensibilité et en minimisant l'erreur comme décrit précédemment.

On peut alors définir un terme d'efficacité globale du pyromètre bichromatique en fonction de son domaine spectral et des facteurs d'efficacité précédents, et noté  $Eff_\lambda$  tel que :

$$Eff_{\lambda_2}^{\lambda_1} = A \times \frac{1}{A'} \quad (2.32)$$

Pour le pyromètre bichromatique impulsionnel avec  $\lambda_1 = 0.9 \mu\text{m}$  et  $\lambda_2 = 0.5 \mu\text{m}$  on obtient alors  $Eff_{0,5}^{0,9} = 0,79$  et pour les pyromètres bichromatiques usuels avec par exemple  $\lambda_1 = 2 \mu\text{m}$  et  $\lambda_2 = 1 \mu\text{m}$  on obtient  $Eff_1^2 = 0,25$ .

On peut alors faire le rapport des deux efficacités globales :  $\frac{Eff_{0,5}^{0,9}}{Eff_1^2} = \frac{0,79}{0,25} = 3,16$  soit un facteur 3 environ en faveur de notre choix de longueurs d'onde.

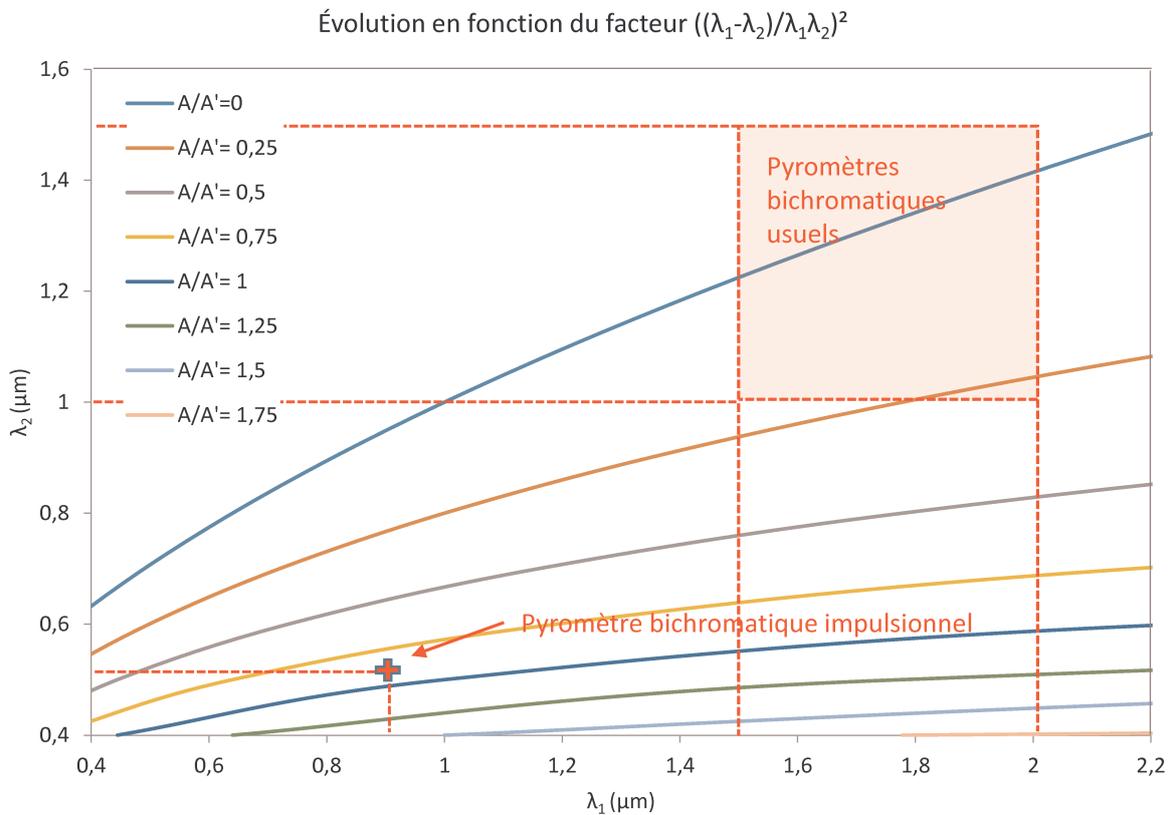


Figure 2.19 : Évolution du facteur  $A^2$  en fonction des longueurs d'onde

Pour le futur, si l'on se décale vers l'UV avec par exemple  $\lambda_1 = 0.9 \mu\text{m}$  et  $\lambda_2 = 0.37 \mu\text{m}$  on obtient alors  $Eff_{0,5}^{0,9} = 1,6$  soit une amélioration d'un facteur 1,6 ou 60% par rapport au choix actuel.

## 2.3 Appareillage

### 2.3.1 Source laser

Le choix d'une technique dite active par photothermométrie implique donc le choix d'une source d'excitation afin de moduler la température de surface comme vu précédemment. Celle-ci doit également respecter certains critères, l'un de ces critères étant la puissance. En effet, l'étude se focalisant sur les hautes températures, il est alors nécessaire de disposer d'une puissance suffisante pour induire cette modulation alternative. Plus les températures à mesurer sont élevées, plus la puissance de la source doit augmenter. Un autre critère important étant la longueur d'onde d'émission de la source. Une source thermique étant un rayonnement, principalement représenté par un flux de photons, celui-ci est émis à une certaine longueur d'onde. Cette longueur d'onde d'émission doit être en mesure d'éviter au maximum les phénomènes d'absorption notamment liés aux gaz naturellement présents dans les produits de combustion, le plus important étant l'eau. La figure 2.20 ci-dessous montre le spectre d'absorption de l'eau et d'autres espèces présentes dans l'atmosphère :

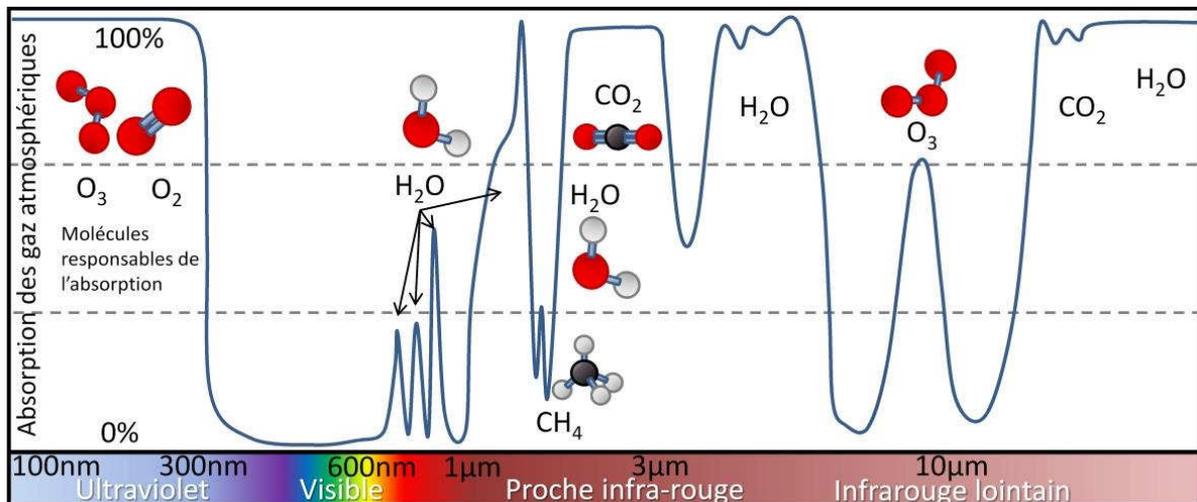


Figure 2.20 : Spectre d'absorption des gaz atmosphériques (Kilohn Limahn)

Afin de minimiser au maximum l'effet d'absorption de l'eau, l'infrarouge lointain a donc été choisi pour longueur d'onde d'émission de la source thermique. L'infrarouge lointain limite alors le choix de la source aux sources lasers CO<sub>2</sub>, les seules permettant d'émettre au-delà de 10 µm.

Un laser (pour « *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation* » en anglais) ou « amplification de la lumière par émission stimulée de rayonnement ») est un appareil qui produit un rayonnement spatialement et temporellement cohérent basé sur l'effet laser. Descendant du maser, il s'est d'abord appelé maser optique.

Une source laser associe un amplificateur optique basé sur l'effet laser à une cavité optique, également appelée résonateur. Cette cavité est généralement constituée de deux miroirs, dont l'un des deux est partiellement réfléchissant, signifiant qu'une partie seulement de la lumière sort de la cavité tandis que l'autre partie est réinjectée vers l'intérieur de la cavité. Avec une cavité suffisamment longue, la lumière laser peut être extrêmement directionnelle. Les caractéristiques géométriques de cet ensemble imposent que le rayonnement émis soit d'une grande pureté

spectrale, c'est-à-dire temporellement cohérent. Le spectre du rayonnement contient en effet un ensemble discret de raies très fines, à des longueurs d'ondes définies par la cavité et le milieu amplificateur. La finesse de ces raies est cependant limitée par la stabilité de la cavité et par l'émission spontanée au sein de l'amplificateur (bruit quantique). Différentes techniques permettent d'obtenir une émission autour d'une seule longueur d'onde.

Le principe de l'émission stimulée (ou émission induite) décrite par Albert Einstein dès 1917 représente le principe de base mais il faudra attendre les années 60 pour voir l'apparition des premiers lasers solides et à gaz. Le laser  $\text{CO}_2$  est l'un des plus anciens, développé pour la première fois en 1964 par Kumar Patel.

Le milieu amplificateur est un mélange de gaz dans lequel on fait une décharge électrique. Le mélange gazeux utilisé dans le tube à décharge se compose principalement de dioxyde de carbone  $\text{CO}_2$  (à hauteur de 10 à 20%), de diazote  $\text{N}_2$  (également à hauteur de 10 à 20%), de dihydrogène  $\text{H}_2$  et/ou de xenon  $\text{Xe}$  (à hauteur de quelques pourcents) ainsi que de l'hélium  $\text{He}$  afin de compléter.

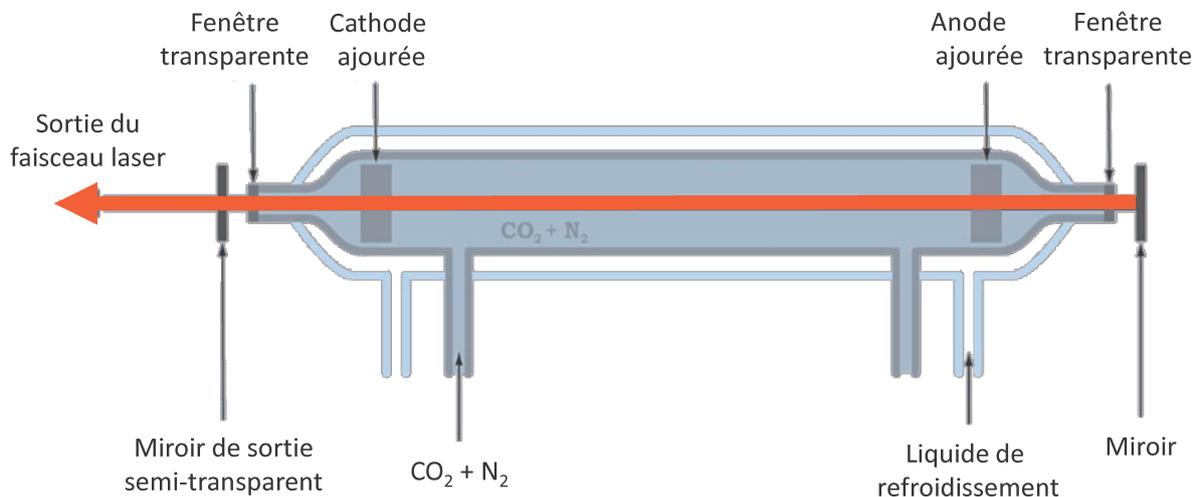


Figure 2.21 : Schéma de principe d'un laser  $\text{CO}_2$  (Roland Brierre)

Les lasers  $\text{CO}_2$  peuvent délivrer des puissances de quelques milliwatt à plusieurs centaines et peuvent être directement modulés. Notre domaine d'étude se situant dans des environnements particulièrement hostiles, impliquant souvent de fortes températures ambiantes (de l'ordre de 50 à 70°C à proximité d'un four verrier par exemple) le laser se devait de disposer d'un refroidissement liquide

Le laser  $\text{CO}_2$  choisi est OEM ULR-25 de la marque Universal Laser System d'une puissance de 25W et émettant à 10,6 $\mu\text{m}$  ce qui représente le maximum pour la technologie (cette longueur d'onde d'émission du laser sera notée  $\lambda_0$  par la suite). Il utilise un design en bloc scellé, dit « slab design » (cf. figure 2.22), excité par une alimentation haute fréquence, ainsi qu'un résonateur. Il consiste en un tube plasma, avec des miroirs à chaque extrémité formant un résonateur optique et une alimentation électrique assemblés dans un châssis avec un système de refroidissement par eau intégré.

Le tube plasma consiste en deux électrodes opposées dans une configuration en blocs signifiant que la coupe transversale de l'écart entre les électrodes est rectangulaire au lieu de carrée. Ceci

permet l'utilisation d'un résonateur dans lequel le faisceau laser fait plusieurs passages dans le plasma utilisant toute la largeur de l'écart rectangulaire. L'avantage est un puissant faisceau laser pour un tube relativement court.

La longueur de l'écart entre les électrodes est conçue pour permettre la génération du faisceau laser dans tout l'espace disponible. Cela signifie que l'écart est assez large pour permettre au faisceau laser de se former sans aucun effet de guide d'ondes substantiel causé par la réflexion de lumière sur la surface des électrodes. Ceci permet de disposer d'un faisceau de très bonne qualité.

Le résonateur optique est formé par un système de trois miroirs, un en face arrière et les deux en face avant étant partiellement réfléchissants pour permettre au faisceau de quitter le tube. Ces miroirs sont réglés aux angles spécifiques pour produire les multiples passages du rayon laser dans le plasma formé entre les électrodes.

Chaque électrode est raccordée à l'alimentation électrique haute fréquences par un réseau correspondant qui permet à l'impédance du tube d'être accordé pour correspondre à l'impédance de l'alimentation. L'alimentation opère à approximativement 40 MHz (cf. figure 2.23). Le contrôle de puissance du rayon laser par la modulation de largeur d'impulsion de l'alimentation se fait par un signal TTL externe fourni par un générateur de basse fréquence, typiquement de 5Hz à 5kHz pour ce modèle.

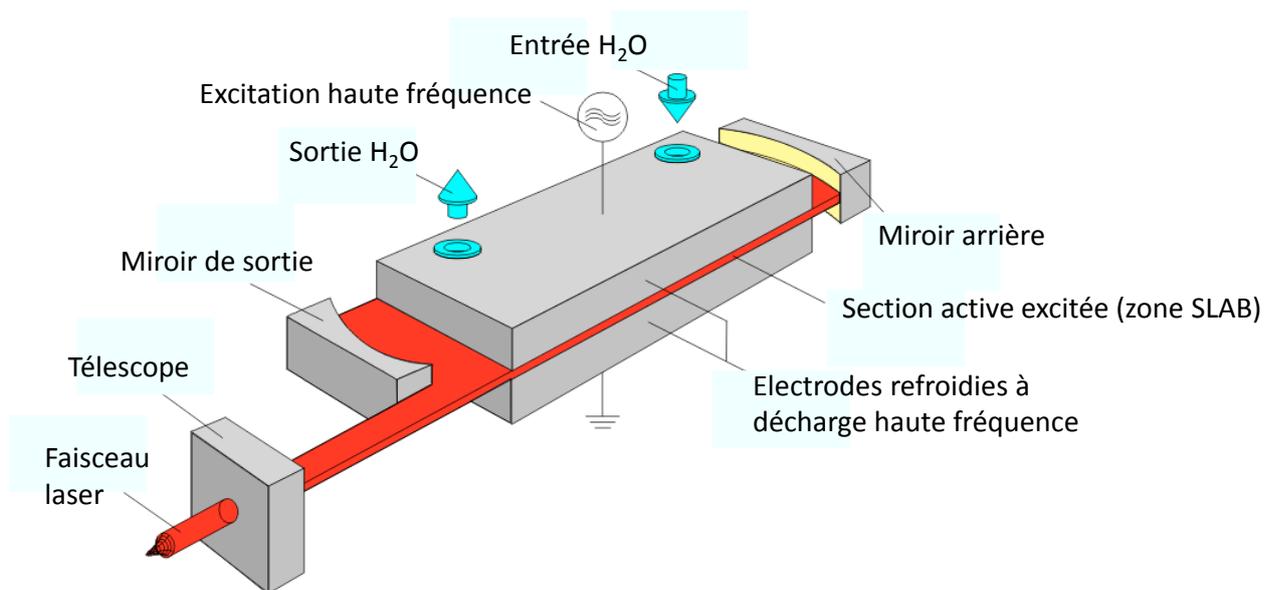


Figure 2.22 : Configuration SLAB du modèle choisi (Photonics)



Figure 2.23 : Cliché du modèle choisi avec son alimentation

### 2.3.2 Montage optique

Le système optique utilisé a connu des évolutions tout au long de ce travail de thèse. Dans un premier temps, l'angle solide fut privilégié afin de récolter un maximum de rayonnement thermique.

Le montage a donc été d'abord développé autour d'un télescope de Newton dont voici un schéma de principe ci-dessous :

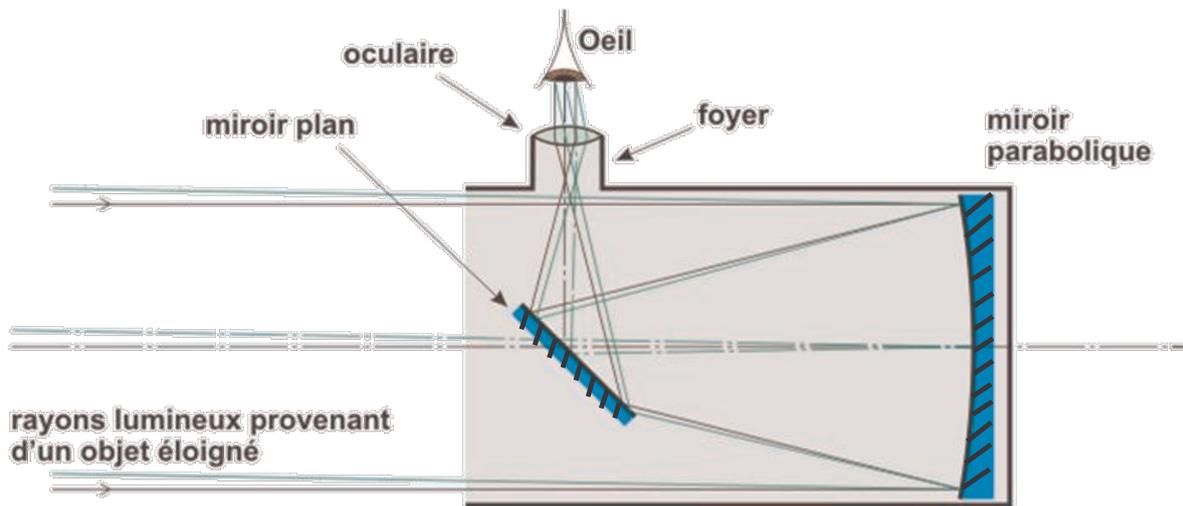


Figure 2.24 : Schéma de principe d'un télescope de Newton

Les appareils étaient alors installés autour de ce télescope comme on peut le voir sur les photos suivantes :



Figure 2.25 : Cliché de l'appareillage utilisant un télescope de Newton

On notera que la source laser employé était à ce moment d'un modèle différent que celle employée par la suite, mais de technologie identique (cf. figure 2.25).

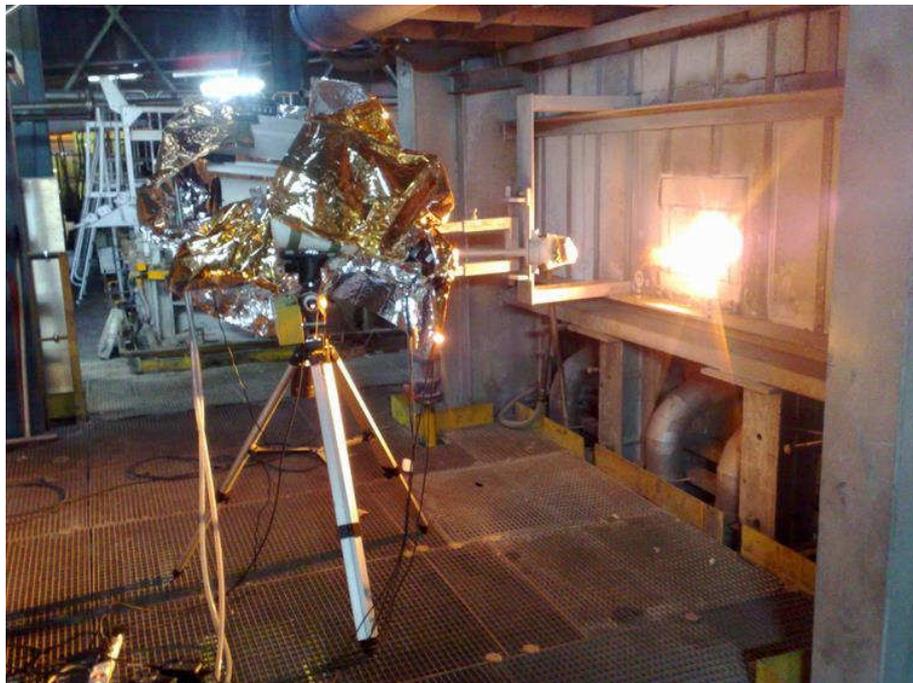


Figure 2.26 : Cliché de l'appareillage en milieu industriel verrier

Ce second cliché (cf. figure 2.26) montre l'installation du montage en milieu industriel verrier, qui sera développé dans le chapitre 4. Ceci nous a néanmoins permis de conclure que ce choix ne convenait pas pour cette application du fait de l'angle mort. En effet, le système de fixation du miroir plan de renvoi (également appelé l'araignée) empêchait de voir l'entrée de la fenêtre de visée, d'un diamètre d'environ 15cm. C'est pourquoi il fut décidé de simplifier le système optique afin de pouvoir également l'intégrer au sein d'un appareillage fermé et résistant aux conditions les plus extrêmes.

Le système simplifié se compose principalement d'une lentille de focale  $f=20\text{cm}$ , qui focalise sur deux détecteurs. Le faisceau est ensuite divisé par une lame dite dichroïque qui sépare les rayonnements reçus de part et d'autre de  $\lambda_c=900\text{nm}$  :

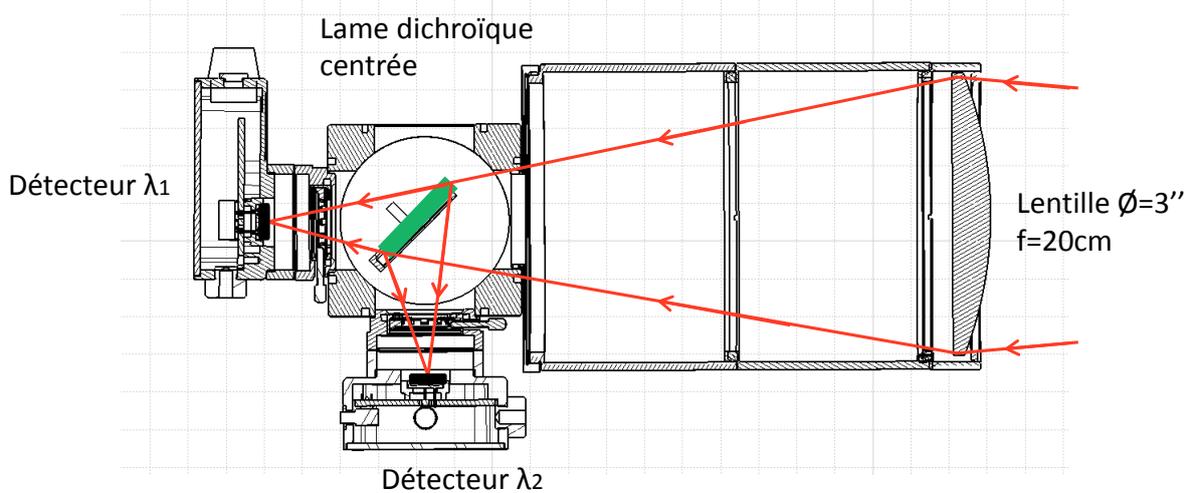


Figure 2.27 : Schéma du montage optique

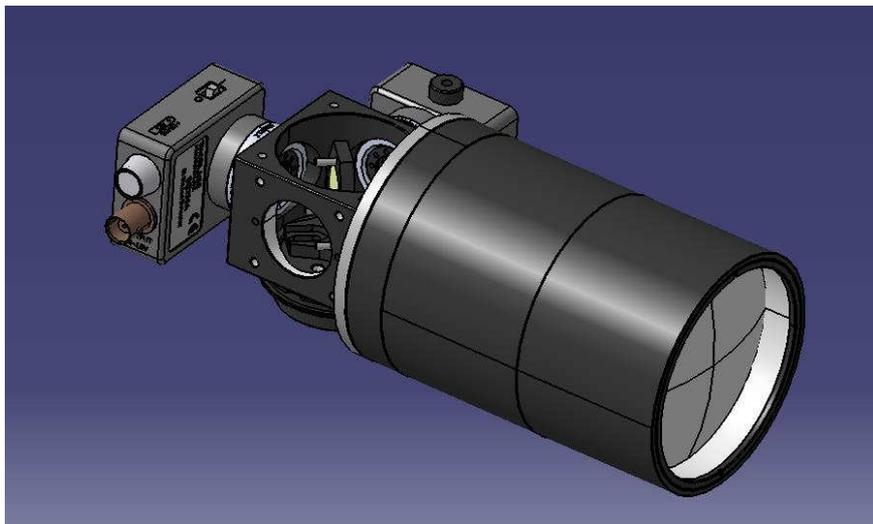


Figure 2.28 : Représentation 3D du montage optique

Le système optique a été changé car l'« araignée » (pièce du télescope soutenant le miroir plan de renvoi) coupait le faisceau utile pour l'application chez Saint Gobain.

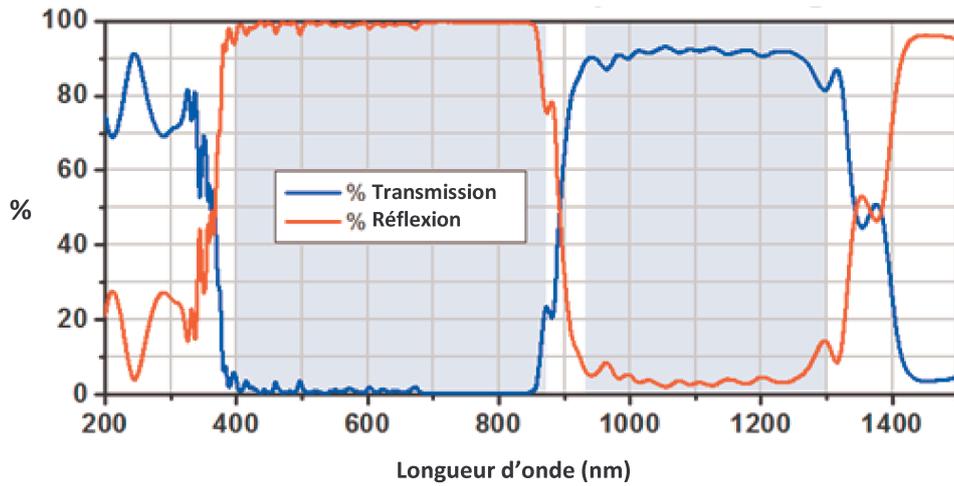


Figure 2.29 : Caractéristiques de la lame dichroïque utilisée (Thorlabs)

Ce changement d'optique a néanmoins nécessité de repenser le système de miroirs bien pratiques sur le télescope. Le choix s'est dans un premier temps porté sur un simple miroir de renvoi, mais percé afin d'aligner le faisceau laser avec l'axe optique, avec un bloc optique-détecteurs déporté à 90° vers le bas (cf. figure 2.30 et 2.31) :

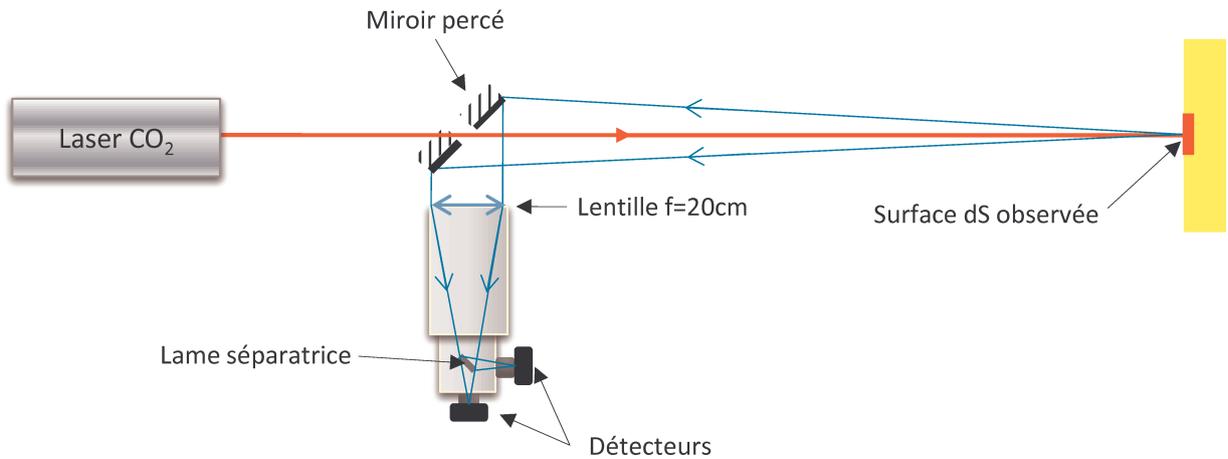


Figure 2.30 : Schéma de l'évolution du montage

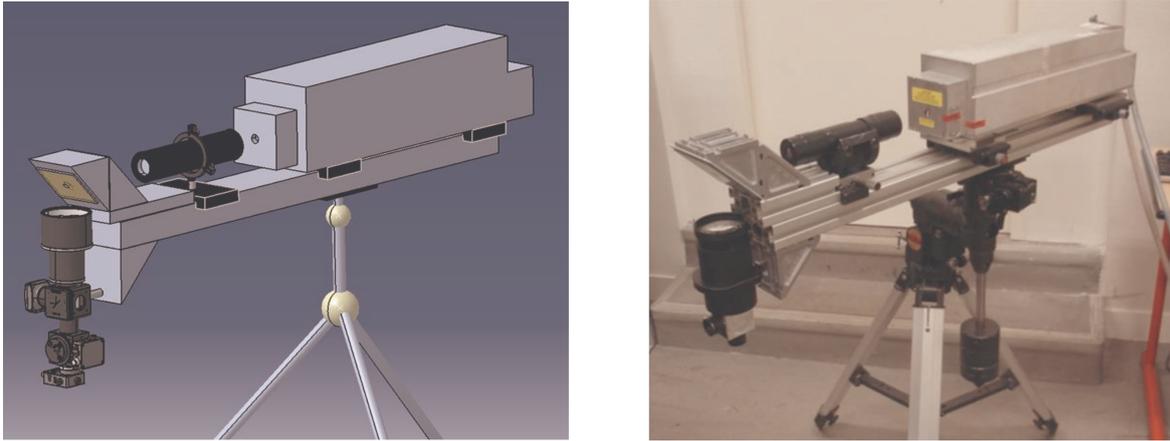


Figure 2.31 : Représentation 3D de l'évolution (à gauche) et cliché (à droite)

Cette seconde évolution a fait ses preuves lors de l'essai sur le prototype de statoréacteur hypersonique, qui sera développé dans le chapitre 3, mais a dû faire l'objet de nouvelles modifications pour le milieu verrier où les conditions de mesures sont les plus éprouvantes. La température ambiante supérieure à  $60^{\circ}\text{C}$  à proximité des fours nécessitait une meilleure isolation thermique des appareils, un refroidissement intégré et une optique plus stable et simple à régler. C'est pourquoi la dernière évolution du montage comporte l'intégration de la plupart des composants à l'intérieur d'un coffret isolé, et l'optique se situe désormais sur un seul plan horizontal, nécessitant l'emploi d'un second miroir de renvoi afin de limiter l'encombrement du plan en question (cf. figure 2.32 et 2.33) :

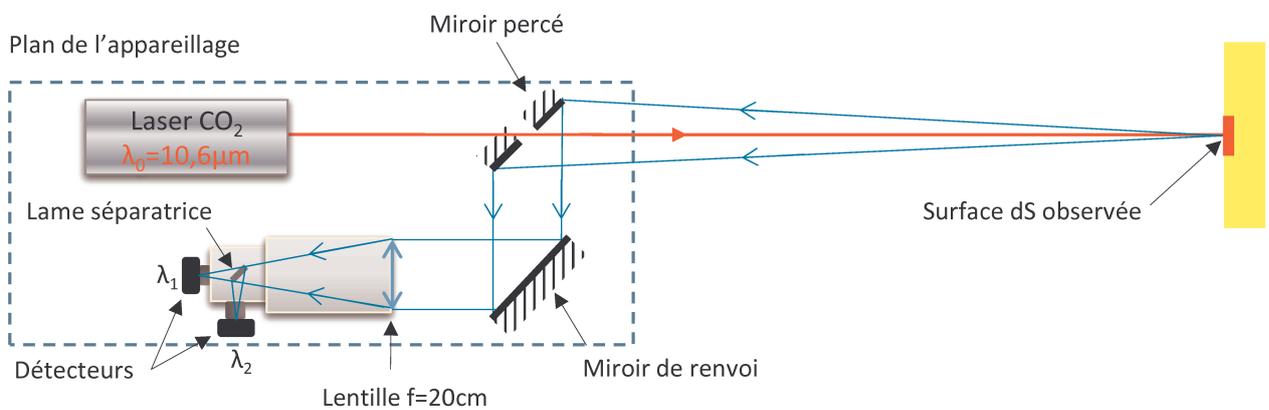


Figure 2.32 : Schéma du montage final

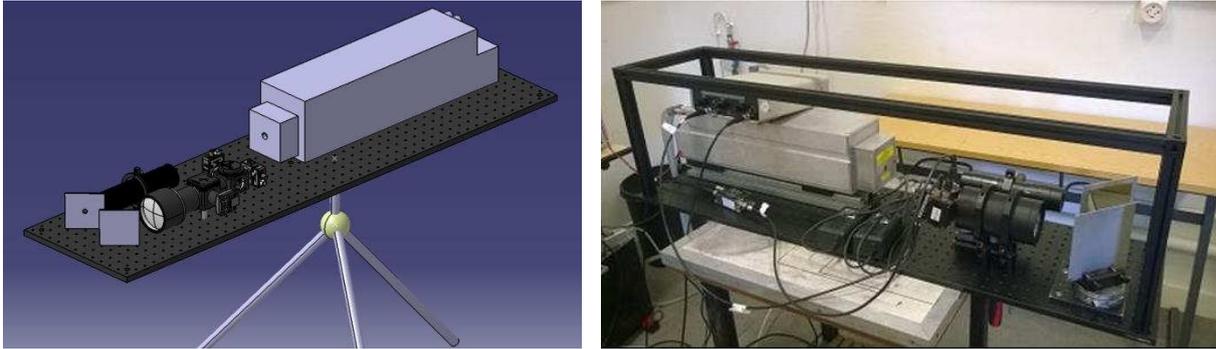


Figure 2.33 : Représentation 3D du montage final (à gauche) et cliché (à droite)

Le miroir percé est fixe tandis que le miroir de renvoi est réglable en rotation. Cette intégration des composants permet de se déplacer plus aisément en milieu industriel, ce qui est le but recherché.

### 2.3.3 Détecteurs

Les détecteurs sont un élément essentiel du montage. Le rôle de ceux-ci est la conversion du flux collecté par le système optique en signal électrique et plus particulièrement en amplitude (mesurée en Volt). Dans le cas de la photothermométrie le signal reçu  $S$  par le détecteur dépend de la puissance de la source laser  $P_0$  :

$$S = cst. P_0 \quad (V) \quad (2.33)$$

Les détecteurs sont principalement composés de deux grandes familles, les détecteurs thermiques et les détecteurs quantiques [21].

- Les détecteurs thermiques

Le flux incident reçu augmente la température de l'élément sensible des détecteurs thermique. C'est la mesure de cette variation de température qui permet de déterminer l'énergie reçue. Ce type de capteur possède une sensibilité spectrale constante sur l'ensemble du domaine spectral délimité par la fenêtre du capteur. Ils ont un temps de réponse plutôt lent, typiquement de l'ordre de la milliseconde. Il existe différents types de détecteurs thermiques comme les détecteurs pyroélectriques, les bolomètres, les thermopiles ou encore les détecteurs pneumatiques.

Nous n'irons pas plus loin ici dans le sens où les résultats présentés par la suite ont été obtenus à l'aide de détecteurs quantiques.

- Les détecteurs quantiques

Les détecteurs quantiques sont constitués de matériaux absorbant les radiations incidentes et produisant des porteurs de charge libres ou semi-libre (dans le cas d'un détecteur photovoltaïque ou photoconducteur), ou en éjectant un électron par photo émission (cas d'un détecteur photoémissif).

Dans le cas d'un photoconducteur, l'absorption d'un photon génère un électron semi-libre, augmentant de ce fait la conductivité du semi-conducteur. Dans le cas d'un détecteur photovoltaïque, les photons incidents modifient la barrière de potentiel d'une jonction PN d'un semi-conducteur. Les semi-conducteurs principalement utilisés dans ce type de détecteur sont le silicium (Si), le germanium (Ge), l'antimoniure d'indium (InSb), le tellure de cadmium-mercure (HgCdTe ou MCT), l'arsenide de gallium-indium (InGaAs) ou encore le phosphore de gallium (GaP). Les détecteurs photovoltaïques sont plus sensibles et plus rapides que les photoconducteurs. Les photoémissifs sont constitués d'une photocathode placée dans le vide, et lorsqu'elle est frappée par un photon incident un électron est expulsé hors de la photocathode par émission secondaire. Le photon libéré accélère vers l'anode et contribue à la création d'un courant. Dans un photomultiplicateur, le signal peut être également amplifié par une succession d'électrodes polarisées, appelées dynodes, permettant de libérer plusieurs milliers de photoélectrons à partir d'un seul émis. Ce type de détecteurs n'extrait cependant des électrons qu'aux courtes longueurs d'onde : ultraviolet, visible et proche infrarouge.

Pour définir la qualité d'un détecteur, on définit des paramètres spécifiques : la détectivité, la réponse et la bande spectrale.

- La détectivité

Quel que soit le type de détecteur utilisé, son signal de sortie (donc celui que l'on étudie) est toujours accompagné d'une fluctuation aléatoire. Ce sont ces fluctuations que l'on nomme « bruit » et leur origine est multiple mais le plus souvent dû à l'agitation thermique (également appelé bruit Johnson) et à la luminosité ambiante (ou bruit photonique). Afin de quantifier ce bruit on définit le flux  $\varphi_d$  avec lequel le détecteur est éclairé pour que la puissance en sortie du signal soit égale au bruit. Ce flux est également appelé « puissance équivalente au bruit ». Il est noté N.E.P. (de l'anglais Noise Equivalent Power) et s'exprime en Watt. On utilise la détectivité qui est l'inverse du N.E.P. et s'exprime alors en  $W^{-1}$  selon la formule suivante :

$$D = \frac{1}{\varphi_d} \quad (W^{-1}) \quad (2.34)$$

De plus, le bruit est généralement réparti de manière constante sur l'ensemble du spectre. On définit alors la détectivité spécifique  $D^*$  qui représente la détectivité normalisée par la bande passante du système électronique en sortie  $\Delta\nu$  et la surface du détecteur  $A$  :

$$D^* = \frac{D}{\sqrt{A}\sqrt{\Delta\nu}} \quad (cm. Hz^{-\frac{1}{2}}W^{-1}) \quad (2.35)$$

- Réponse d'un détecteur

La plupart des détecteurs sont également caractérisés par leur réponse au flux incident, qui est définie par le rapport de la grandeur en sortie du détecteur, tension  $U$  ou courant  $I$ , sur le flux énergétique incident  $F$  :

$$R_U = \frac{U}{F} \quad (V.W^{-1}) \quad \text{ou} \quad R_I = \frac{I}{F} \quad (A.W^{-1}) \quad (2.36)$$

- La bande spectrale

Tout type de détecteurs possède une bande spectrale qui lui est propre, et ce pour des utilisations différentes. Les détecteurs quantiques possèdent des domaines spectraux particulièrement limités par le matériau utilisé. En effet, afin que le photon soit absorbé par le semi-conducteur ou la photocathode il faut qu'il ait une énergie suffisante pour passer le seuil photoélectrique. Contrairement aux détecteurs quantiques les détecteurs thermiques ne sont pas spectralement limités sinon par la transmission de la fenêtre.

La réponse ainsi que le domaine spectral des détecteurs utilisés par la suite sont montrés sur les figures 2.34 et 2.35 :

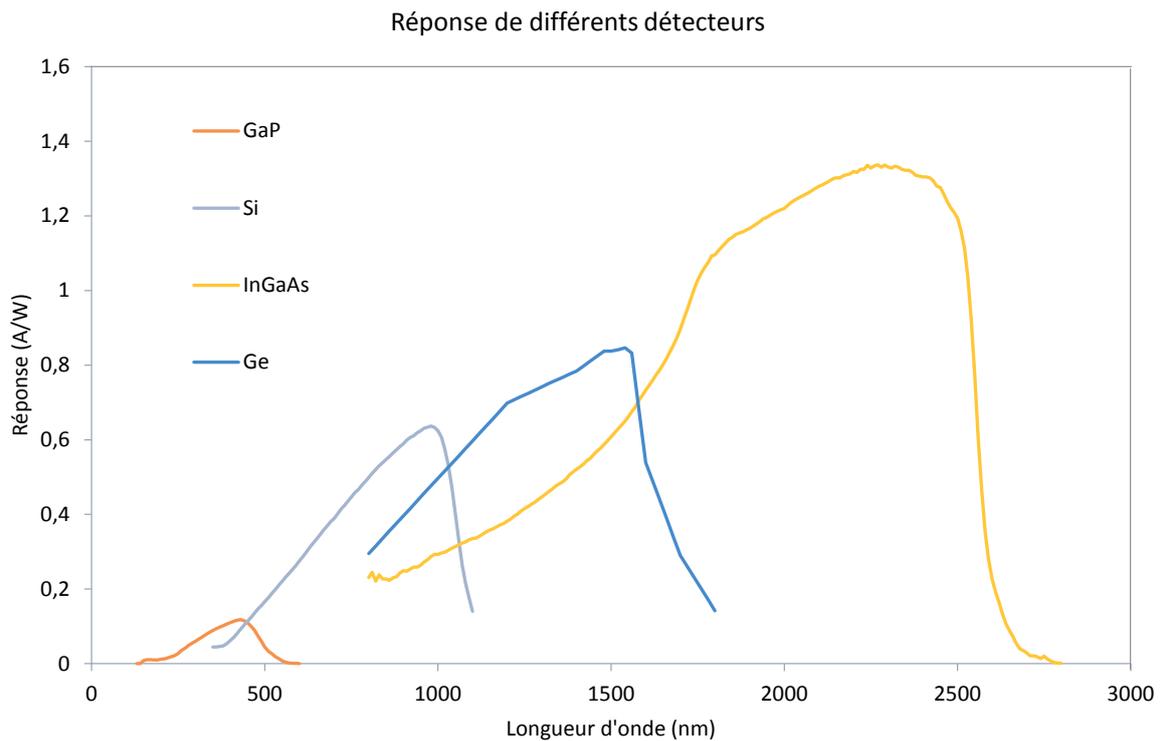


Figure 2.34 : Réponse de différents détecteurs quantiques en fonction du domaine spectral

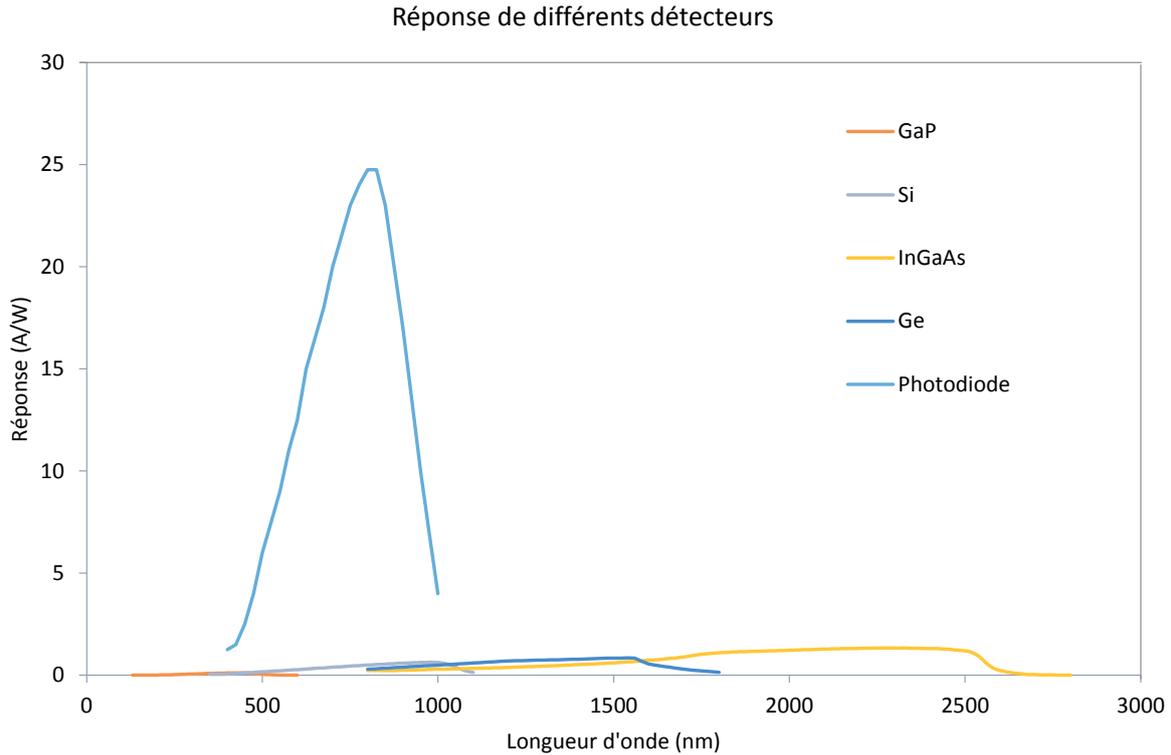


Figure 2.35 : Réponse d'une photodiode comparée aux autres types de détecteurs quantiques

### 2.3.4 Détection synchrone et acquisition

La partie traitement du signal revêt une importance particulière, en effet, comme il sera présenté dans le chapitre 4, la configuration imposait la mesure de signaux alternatifs particulièrement faibles, typiquement de l'ordre de quelques  $\mu\text{V}$  à quelques  $\text{mV}$  dans le meilleur des cas qui sera présenté chapitre 3. Comme nous l'avons vu précédemment, la mesure de l'amplitude de modulation alternative de la température de surface nous permet de déterminer ladite température de surface. C'est sans compter sur les différents bruits détaillés ci-dessus, mais également ce que l'on nomme « le fond continu ». Ce fond continu représente le flux énergétique incident  $F$  reçu par le détecteur dans lequel est noyé le signal alternatif que l'on cherche à extraire. Ce fond continu est généralement de plusieurs centaines de  $\text{mV}$  à quelques  $\text{V}$  selon les types de détecteur, le rapport signal alternatif/signal continu est donc particulièrement faible mais comme la fréquence de modulation est connue on peut utiliser le principe de détection synchrone.

Le nom de "détection synchrone" désigne un appareil capable d'extraire un signal utile "noyé" dans du bruit à condition d'avoir une référence sur la création du signal à détecter. Ce principe s'applique généralement à des signaux de très faibles amplitudes noyés dans un bruit. Dans notre cas (analyse à distance, beaucoup de bruit), le rayonnement émis par les parois ou la flamme d'une chambre de combustion peut être 100 à 1000 fois supérieur au rayonnement émis par perturbation en surface.

L'approche analytique de la détection synchrone est la suivante :

Soit  $A \cos(2\pi ft + \varphi) + b(t)$ : notre signal noyé dans du bruit quelconque et dont on souhaite retrouver l'amplitude  $A$  et la phase  $\varphi$

Soit  $B \cos(2\pi ft)$  ; un signal de référence de fréquence et d'amplitude connue. En multipliant ces 2 signaux la même fréquence  $f$ ; on peut obtenir un terme modulé en amplitude de la forme :

$$\frac{AB}{2} \cos(4\pi ft + \varphi) + B \cos(2\pi ft) \cdot b(t) + \frac{AB}{2} \cos(\varphi) \quad (2.37)$$

En faisant une intégration sur un nombre fini de périodes on peut donc retrouver l'amplitude du signal mais aussi la différence de phase par rapport au signal de référence.

$$\frac{1}{nT_0} \int_0^{nT_0} \frac{AB}{2} \cos(4\pi ft + \varphi) + B \cos(2\pi ft) \cdot b(t) + \frac{AB}{2} \cos(\varphi) dt \quad (2.38)$$

Si on décompose ce terme, la partie  $\frac{1}{nT_0} \int_0^{nT_0} \frac{AB}{2} \cos(4\pi ft + \varphi) + B \cos(2\pi ft) \cdot b(t) dt$  tend vers une moyenne nulle quand  $t$  tend vers l'infini. Il nous restera donc une composante continue fonction de l'amplitude et du déphasage recherché.

$$\frac{1}{nT_0} \int_0^{nT_0} \frac{AB}{2} \cos(\varphi) dt = \frac{AB}{2} \cos(\varphi) \quad (2.39)$$

Le rapport Signal/Bruit s'améliore comme  $\sqrt{n}$ . Typiquement, on détecte sans difficultés des signaux noyés dans un bruit 1000 fois plus fort et ceci en milieu industriel. En laboratoire on peut aller jusqu'à un rapport bruit/signal de un million.

Le signal recherché doit être modulé et on doit avoir une référence de cette modulation, référence dont on connaît la fréquence et la phase.

En pratique, la détection synchrone, souvent appelée démodulation synchrone, consiste donc à multiplier le signal  $V_i$  par le signal de référence  $r$ , périodique de même fréquence  $f$ , et déphasé de  $\varphi$ ; puis de filtrer le signal ainsi obtenu par un filtre passe-bas à fréquence de coupure  $f_c$ , avec  $f < f_c < 2f$ .

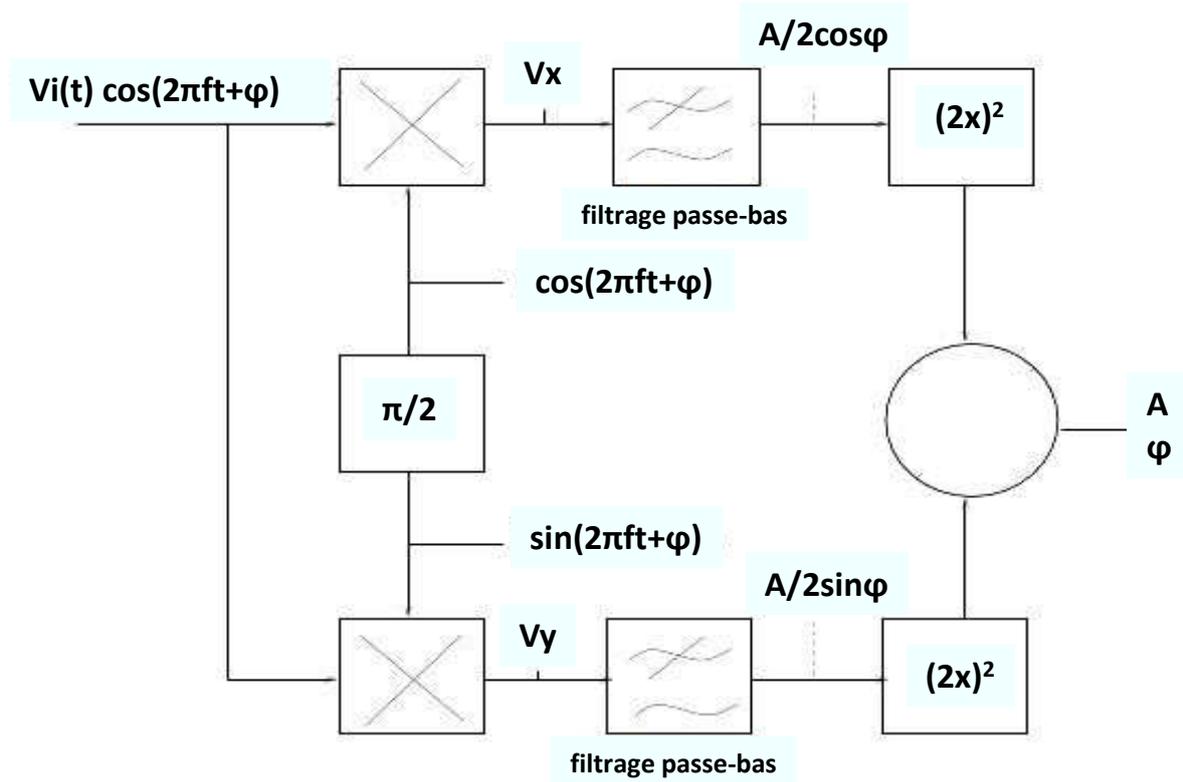


Figure 2.36 : Schéma de principe de la détection synchrone

D'après le schéma ci-dessus on suppose que le signal en entrée est alternatif et le fondamental est de la forme  $V_i(t) \cdot \cos(2\pi ft + \varphi)$  où  $\varphi$  est la phase.

La multiplication du signal en entrée par la référence donne respectivement  $V_x$ , signal en phase, et  $V_y$ , signal hors phase. On effectue le même filtrage passe-bas sur  $V_x$  et  $V_y$ . Le signal total caractéristique de l'échantillon testé sera :

$$S = 2\sqrt{V_x^2 + V_y^2} \quad (2.40)$$

On peut poser ces multiplications de fonctions formellement, par exemple dans l'espace du temps :

$$V_i(t) \cos(2\pi ft + \varphi) \cdot \cos(2\pi ft) = V_i(t) \frac{1}{2} (\cos(4\pi ft + \varphi) + \cos(\varphi))$$

$$V_i(t) \cos(2\pi ft + \varphi) \cdot (-\sin(2\pi ft)) = V_i(t) \frac{1}{2} ((-\sin(4\pi ft + \varphi)) + \sin(\varphi)) \quad (2.41)$$

Soit, après le filtrage passe-bande :

$$V_x(t) = \frac{1}{2} V_i(t) \cos(\varphi) \text{ et } V_y(t) = \frac{1}{2} V_i(t) \sin(\varphi) \quad (2.42)$$

On peut également récupérer la phase  $\varphi$  en posant :

$$\varphi = \arctan \left( \frac{V_y}{V_x} \right) \quad (2.43)$$

Deux types de détection synchrone ont été utilisés pour les mesures de température. Dans le cas de l'industrie verrière (développé au chapitre 4), la configuration particulière des lieux a nécessité l'emploi d'appareils de détection synchrone (lock-in amplifiers en anglais) particuliers disposant d'une forte dynamique et d'une grande sensibilité. Concernant les mesures sur les statoréacteurs (développé chapitre 3) la configuration a permis d'utiliser un programme de détection synchrone fonctionnant sous le logiciel Labview, réduisant sensiblement la complexité de l'appareillage. Une fois extraits, les signaux sont récupérés via une carte d'acquisition classique avant d'être traités pour finalement donner la température de surface notamment grâce à l'étalonnage adéquat. Cette chaîne d'acquisition permet également de disposer de plusieurs voies de mesure de températures différentes et en simultané, ce qui s'avérera utile par la suite.

## 2.4 Étude en laboratoire

### 2.4.1 Choix du domaine spectral

Comme nous l'avons vu précédemment, le choix des longueurs d'ondes est particulièrement important et dépend du spectre du rayonnement thermique, du couplage des deux longueurs d'ondes différentes mais également des différentes réponses des détecteurs utilisés. La quasi-totalité des pyromètres monochromatiques actuels fonctionnent dans l'infrarouge, au-delà de  $1\mu\text{m}$ . Or, plus on se déplace dans l'infrarouge plus la luminance diminue selon Planck. Cela est d'autant plus vrai lorsque la température augmente. On cherche donc à se placer au plus proche du maximum d'émission du corps noir à haute température, situé dans le domaine du visible et du proche infrarouge. Ce domaine correspond également au domaine spectral des détecteurs de type photodiode (figure ) qui présentent une excellente réponse par rapport aux autres technologies existantes. La lame dichroïque choisie sépare alors le rayonnement incident à  $\lambda_c=900\text{nm}$ . On récupère donc le rayonnement de part et d'autre de cette longueur d'onde en se décalant légèrement vers le bleu pour la voie visible (aux alentours de  $500\text{nm}$ ) afin d'éviter les raies d'absorption de l'eau entre  $600$  et  $1000\text{nm}$ .

### 2.4.2 Choix de la fréquence de modulation et du rapport cyclique

Le choix de ces deux grandeurs est important car la valeur de l'amplitude du signal alternatif en dépend. Compte tenu des environnements et configurations compliquées des milieux industriels, les signaux peuvent être de très faibles amplitudes comme vu précédemment, on cherche donc à maximiser ces signaux et à fortiori le rapport.

On s'intéresse dans un premier temps à la fréquence de modulation du laser, qui est inférieure à  $5\text{kHz}$ . Le principe est de viser la cible du corps noir chauffé à  $1600^\circ\text{C}$  puis d'observer l'évolution des signaux (cf. figure 2.37) :

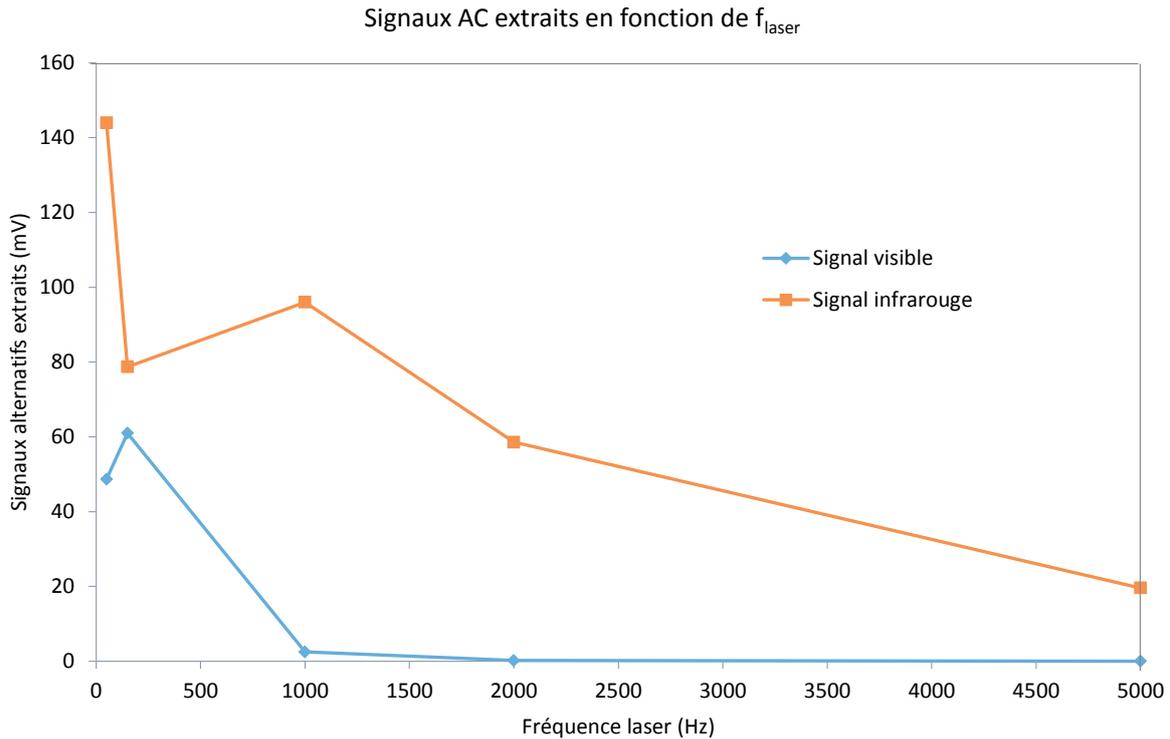


Figure 2.37 : Évolution des signaux extraits en fonction de la fréquence laser

On remarque rapidement que les basses fréquences sont à éviter étant donné la valeur des signaux extraits. Il en est de même pour les hautes fréquences où la voie visible diminue jusqu'à ne plus rien extraire. Le meilleur compromis trouvé se situe finalement à la fréquence de modulation de 150 Hz, ce n'est pas là que le signal extrait sur la voie IR est le plus élevé par exemple, mais c'est à cette fréquence que les deux signaux extraits sont les plus proches (d'où un rapport se rapprochant de 1) tout en étant d'une amplitude bien supérieure au bruit, entre 60 et 80mV. Le tableau () ci-dessous récapitule les différents résultats obtenus au cours de l'essai :

Fréquence laser (Hz)	50	150	1000	2000	5000
Signal IR extrait (mV)	144	<b>78,7</b>	96	58,6	19,6
Signal Visible extrait (mV)	48,7	<b>61</b>	2,5	0,22	0,026
Rapport S(IR)/S(Visible)	2,96	<b>1,29</b>	38,40	266,36	753,85

Tableau 2.1 : Récapitulatif des résultats obtenus lors de l'essai à différentes fréquences laser

La fréquence de pulsation joue également un effet sur l'effet photothermique (voir précédemment) mais également sur la capacité d'extraction de la détection synchrone. Afin d'étudier la sensibilité du programme réalisé dit « numérique » pour la comparer à celle de l'appareil dit « analogique », on s'intéresse à différentes valeurs de rapport cyclique ainsi qu'aux signaux extraits résultants. On pulse le laser à 150 Hz et on vise le corps noir chauffé à 1400°C tout en observant l'effet photothermique à l'aide d'un oscilloscope.

Voici les relevés de mesure pour un rapport cyclique de 50 % :

Rcyclique = 50%	Signal extrait numérique	Signal extrait analogique	Amplitude CC
Voie IR	9,1 mV	6,8 mV	1,6 V
Voie Visible	14 mV	9,6 mV	1,9 V

Tableau 2.2 : Résultats obtenus pour un rapport cyclique de 50%

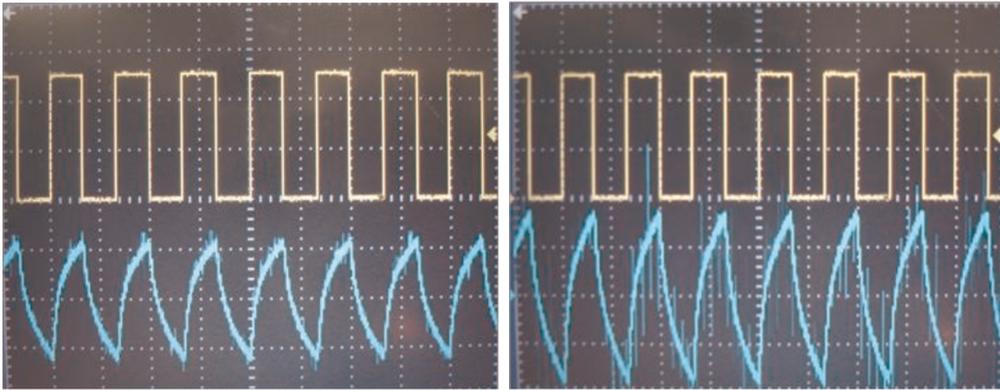


Figure 2.38 : Observations des résultats à l'oscilloscope (voie IR à gauche et Visible à droite) pour un rapport cyclique de 50%, échelles de 10 mV en ordonnée et 5 ms en abscisse.

Voici les relevés de mesure pour un rapport cyclique de 22 % (durée d'impulsion de 1,5 ms environ) :

Rcyclique = 22%	Signal extrait numérique	Signal extrait analogique	Amplitude CC
Voie IR	6 mV	4,3 mV	1,36 V
Voie Visible	8,9 mV	6,4 mV	1,55 V

Tableau 2.3 : Résultats obtenus pour un rapport cyclique de 50%

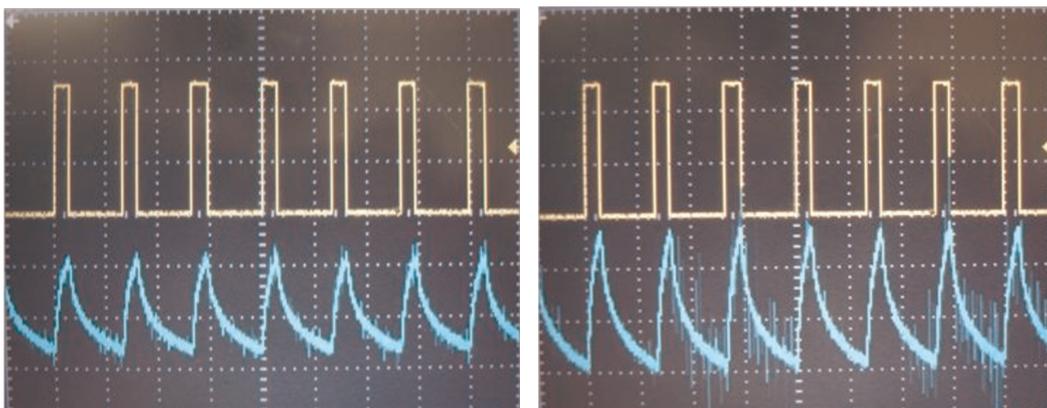


Figure 2.39 : Observations des résultats à l'oscilloscope (voie IR à gauche et Visible à droite) pour un rapport cyclique de 22%, échelles de 10 mV en ordonnée et 5 ms en abscisse.

Voici les relevés de mesure pour un rapport cyclique de 21 % (durée d'impulsion de 1,5 ms environ) :

Rcyclique = 21%	Signal extrait numérique	Signal extrait analogique	Amplitude CC
Voie IR	0 mV	4,3 mV	1,6 V
Voie Visible	0 mV	6,4 mV	1,9 V

Tableau 2.4 : Résultats obtenus pour un rapport cyclique de 21%

On notera que le programme numérique ne parvient plus à extraire de signaux lorsque le rapport cyclique est inférieur à 22%. Pour l'analogique les observations à l'oscilloscope sont identiques, tout comme les valeurs obtenues.

Voici finalement les relevés de mesure pour un rapport cyclique de 1 % (durée d'impulsion de 60/70  $\mu$ s environ) afin de tester les limites de l'analogique :

Rcyclique = 1%	Signal extrait numérique	Signal extrait analogique	Amplitude CC
Voie IR	0 mV	163 $\mu$ V	1,17 V
Voie Visible	0 mV	228 $\mu$ V	1,28 V

Tableau 2.5 : Résultats obtenus pour un rapport cyclique de 1%

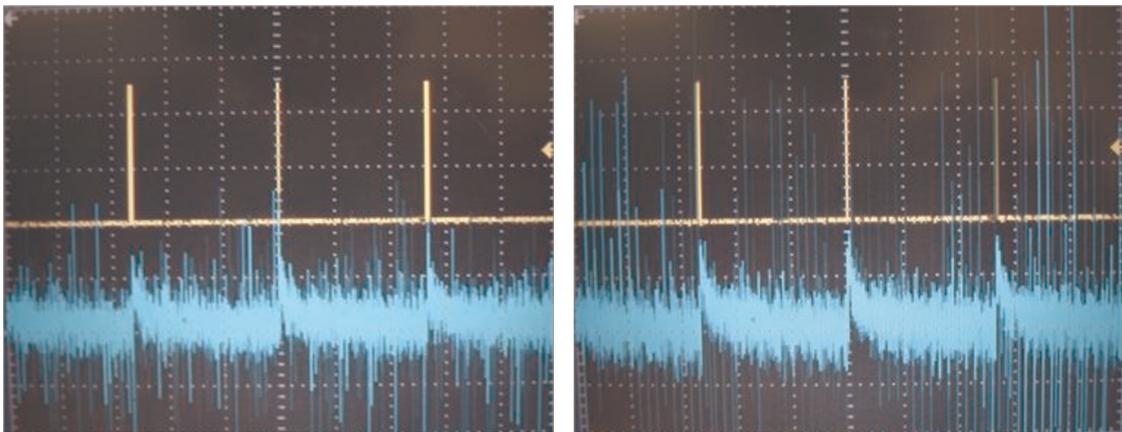


Figure 2.40 : Observations des résultats à l'oscilloscope (voie IR à gauche et Visible à droite) pour un rapport cyclique de 1%, échelles de 2 mV en ordonnée et 2,5 ms en abscisse.

Les résultats obtenus montrent la meilleure sensibilité de l'appareil analogique qui est toujours en mesure d'extraire même avec un rapport cyclique de l'ordre de quelques %. Le programme numérique développé fonctionne néanmoins jusqu'à un rapport cyclique de 22%, ce qui n'est pas négligeable. Les deux méthodes seront donc utilisées par la suite suivant les contraintes de l'environnement de mesure, en privilégiant l'analogique pour l'industrie verrière (chapitre 4) et le numérique pour les statoréacteurs (chapitre 3).

### 2.4.3 Étalonnage sur un corps noir

L'étalonnage de l'appareillage est un aspect particulièrement important. C'est en effet grâce à celui-ci que la détermination de la température est possible. Comme vu précédemment (chapitre 2), la température mesurée par le pyromètre bichromatique actif est donnée par la relation () qui dépend du rapport des deux signaux enregistrés. Il est donc nécessaire de réaliser au préalable une mesure de référence, plus communément appelé étalonnage ou calibration.

Le principe de l'étalonnage consiste à se placer dans la configuration des mesures à venir, principalement du point de vue de la distance afin de régler le montage optique, puis de viser une source thermique de référence dont on connaît la température, dans la gamme de température attendue. La courbe ainsi obtenue permet d'obtenir la température. La source thermique la plus couramment utilisée pour la calibration de pyromètres est le corps noir (voir chapitre 2). Seulement, la grande majorité des corps noir de laboratoire peuvent atteindre des températures de l'ordre de 1500/1600°C mais rarement plus. Ce qui pose alors problème étant donné que la plupart des mesures réalisées dans cette thèse sont à des températures allant de 1600 à 2300°C. Il existe des corps noir pouvant être portés à des températures de l'ordre de 2200°C mais ils se dégradent lors de leur utilisation. De plus, leur prix très élevé ainsi que leur fort encombrement les rendent inaccessibles et peu adaptés à nos applications. On utilise donc un corps noir « classique » pouvant néanmoins être portés à 1600°C. Ceci est parfaitement adapté aux températures inférieures à 1600°C, tandis que le calcul des températures supérieures se fait en extrapolant la courbe obtenue sur une plage assez grande comme par exemple de 1000 à 1600°C. Le schéma de principe de l'étalonnage est présenté ci-dessous :

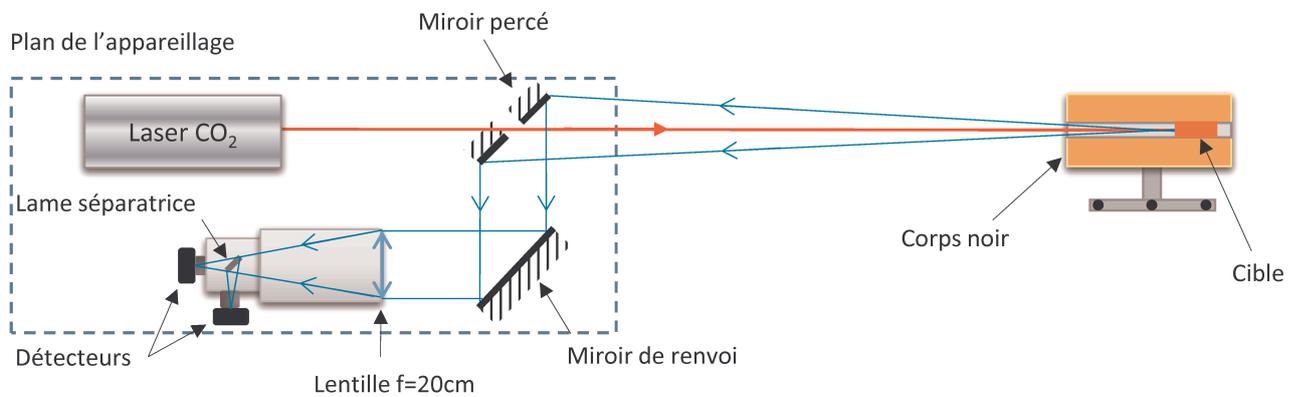


Figure 2.41 : Schéma de l'étalonnage sur un corps noir

Voici des clichés d'un exemple d'étalonnage (cf. figure 2.42) réalisé pour des mesures à distance (environ 6m) dans l'industrie verrière (chapitre 4) :



Figure 2.42 : Clichés de l'appareillage en étalonnage à distance sur un corps noir

La première étape consiste à enregistrer les valeurs des signaux extraits reçus sur les deux voies, durant la descente en température du corps noir, de 1600 à 1000°C (cf. figure 2.43) :

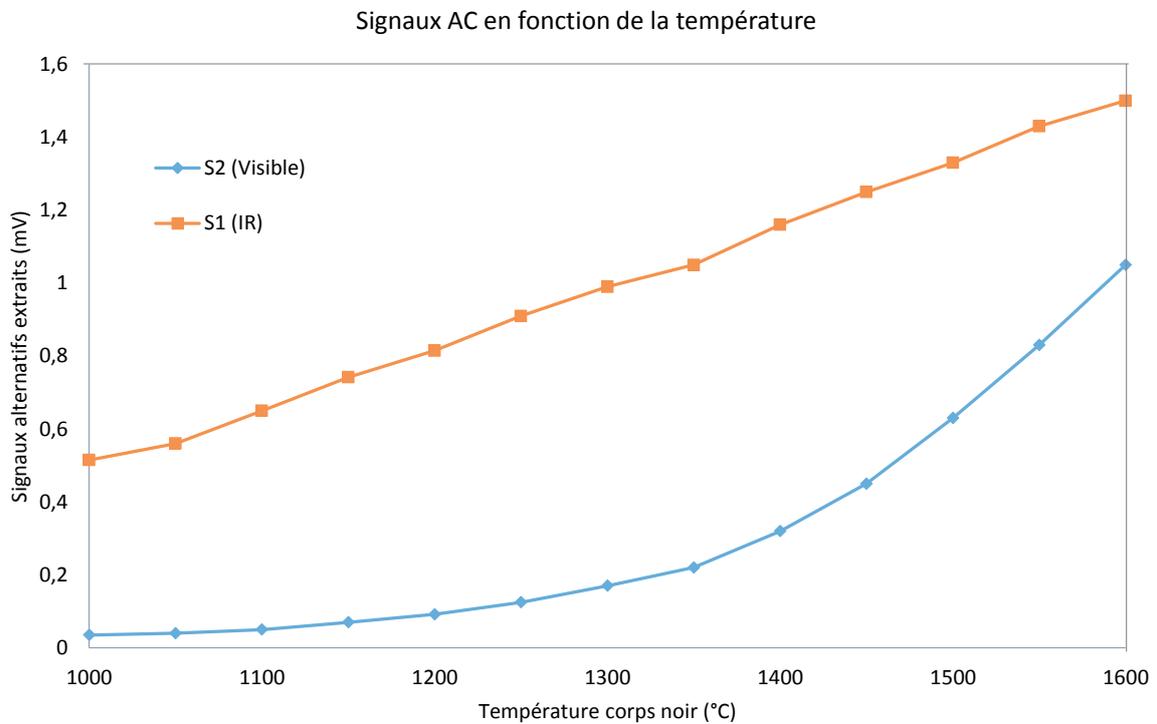


Figure 2.43 : Signaux alternatifs extraits en fonction de la température du corps noir

Il faut ensuite s'assurer que les deux signaux correspondent à des émissions monochromatiques. En utilisant la loi de Planck, on représente pour cela le logarithme népérien du signal obtenu et multiplié par la température du corps noir au carré en fonction de l'inverse du carré de cette température. La courbe obtenue doit être de forme linéaire :

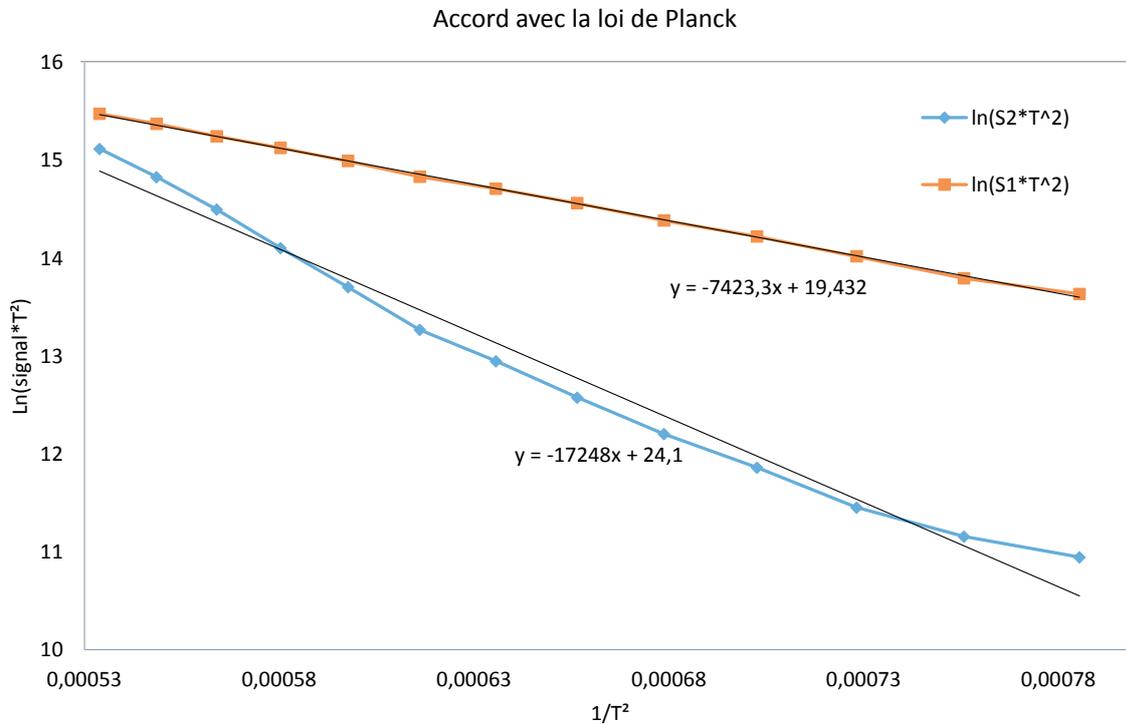


Figure 2.44 : Accord des signaux alternatifs extraits avec la loi de Planck

Les courbes obtenues sont effectivement linéaires (cf. figure 2.44). La courbe obtenue sur le Visible (S2) ne l'est pas complètement mais on la considère comme telle sur l'intervalle qui nous intéresse. On trouve donc bien une loi du type  $L_{\lambda}^0/T^2$ .

On calcule ensuite par commodité les longueurs d'ondes équivalentes du système qui sont utilisées dans la formule (2.28) de calcul de la température d'après la formule suivante :

$$\lambda_{eq} = \frac{C_2 \cdot \frac{T_{max} - T_{min}}{T_{max} \cdot T_{min}}}{\ln\left(\frac{S_{max}}{S_{min}}\right)} \quad (2.44)$$

Le calcul des longueurs d'ondes équivalentes permet également de vérifier si celles-ci se situent bien dans le domaine spectral choisi.

On a également suivi le même protocole pour les signaux continus (donc non extraits par détection synchrone, cf. figure 2.45) à la différence que cette fois-ci c'est le logarithme népérien du signal monochromatique en fonction de l'inverse de la température du corps noir qui doit varier linéairement en fonction de l'inverse de la température comme on l'observe bien ci-après (cf. figure 2.46) :

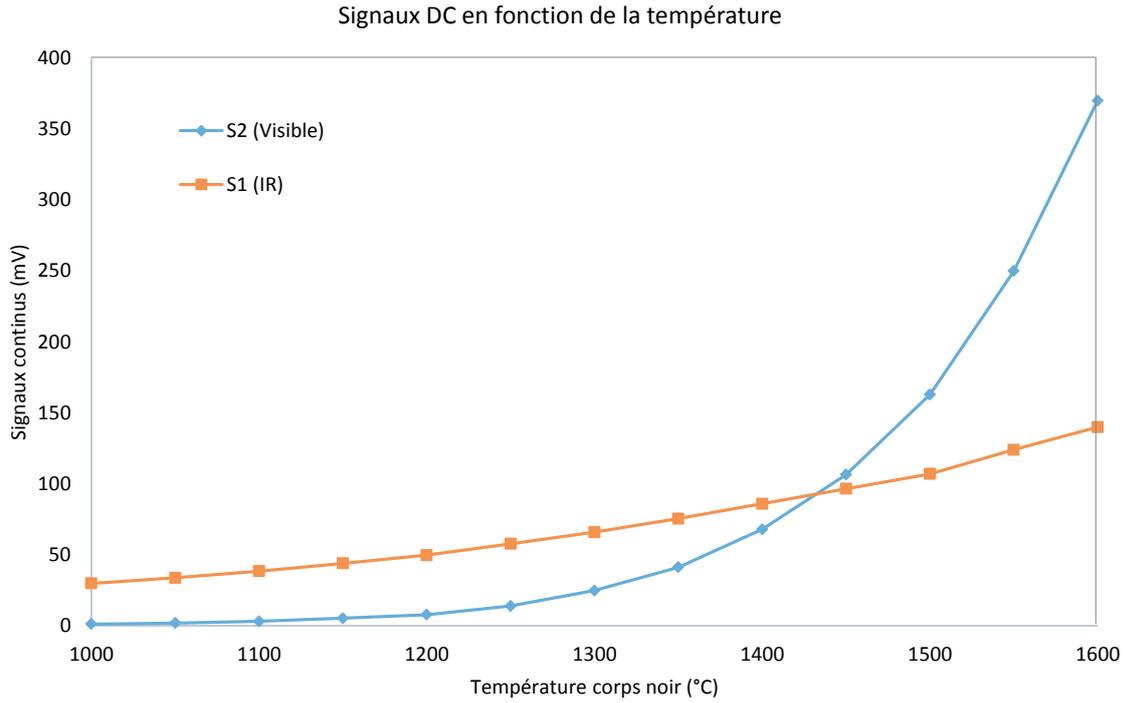


Figure 2.45 : Signaux continus en fonction de la température du corps noir

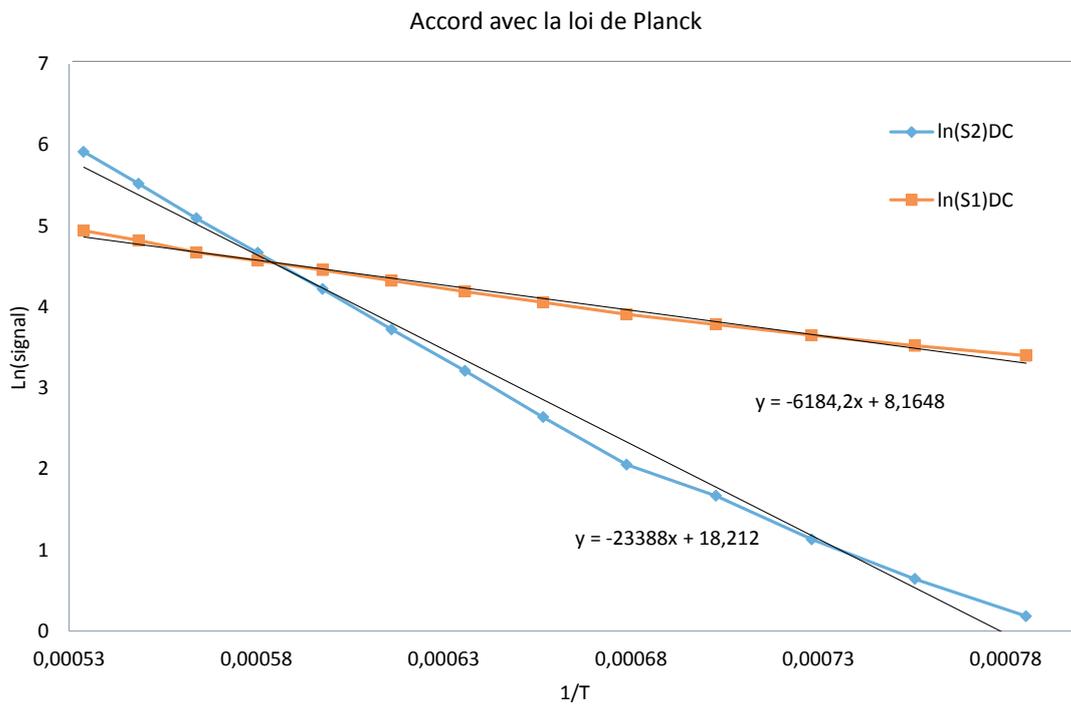


Figure 2.46 : Accord des signaux continus avec la loi de Planck

Les résultats obtenus sur les signaux continus sont donc également concluants, ce qui permet de calculer de nouvelles longueurs d'ondes équivalentes pour le continu.

Il faut finalement s'assurer que la courbe obtenue pour le rapport des deux signaux extraits en fonction de la température du corps noir soit de la même forme que la courbe calculée avec la loi de Planck et les longueurs d'ondes équivalentes déterminées précédemment (cf. figures 2.47 et 2.48) :

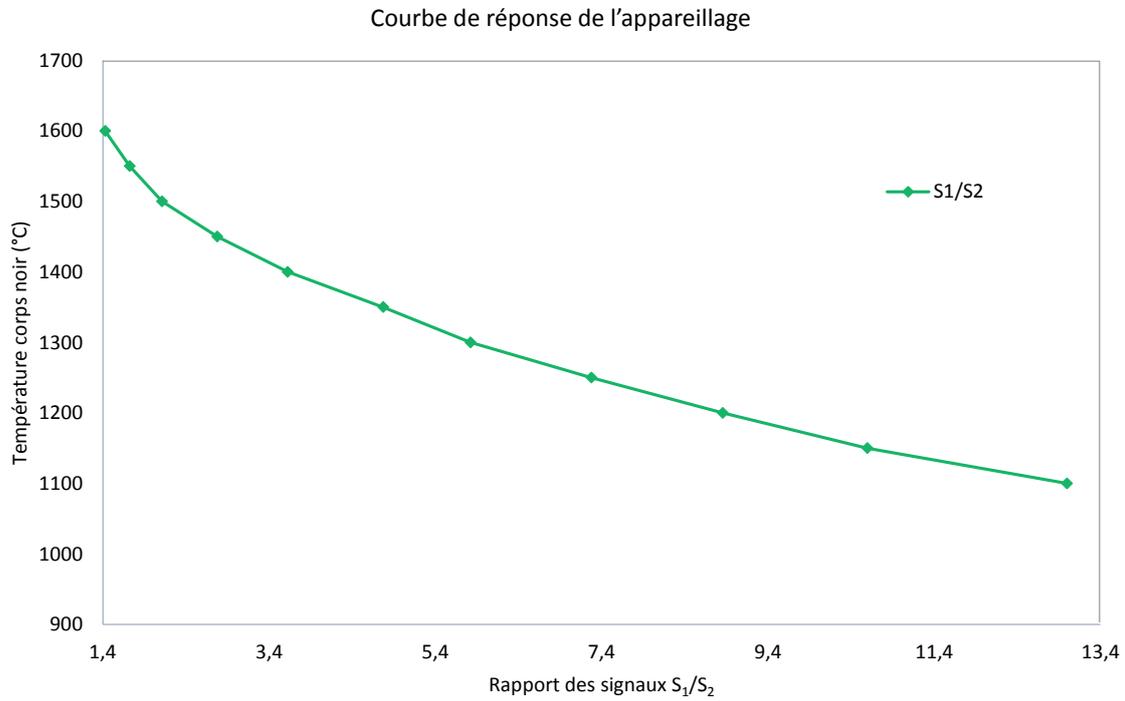


Figure 2.47 : Courbe de réponse de l'appareillage en fonction de la température du corps noir

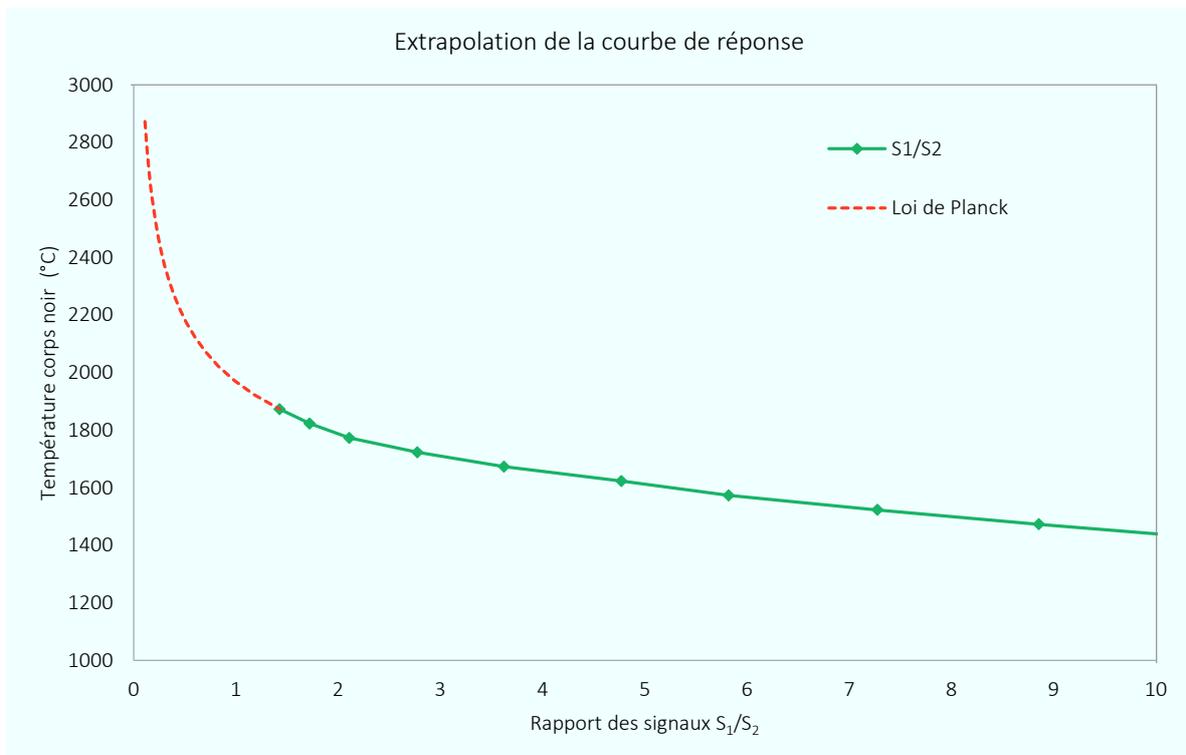


Figure 2.48 : Extrapolation de la courbe de réponse par la loi de Planck

Les courbes obtenues sont donc bien similaires à une constante près qui dépend de chaque étalonnage réalisé. On trouve donc bien une loi du type  $L_{\lambda}^0$ .

#### 2.4.4 Validation des mesures

Dans le but de valider les mesures présentées dans les chapitres suivants, une étape de validation a donc été réalisée en laboratoire.

Cette validation consiste à réaliser des mesures sur des échantillons de matériaux identiques ou très proches des matériaux rencontrés en milieu industriel et si possible dans les mêmes conditions. Les échantillons choisis afin de représenter au mieux les mesures sont les suivants :

- Verre de bouteille blanc et vert ;
- Brique réfractaire ;
- Acier.

Ceux-ci comprennent donc des matériaux diélectriques et conducteurs (métaux), sujets des mesures à venir. Le but étant des mesures à hautes températures, les différents échantillons choisis sont ensuite chauffés à l'aide d'un four dont l'une des extrémités est ouverte (cf. figures 2.49 et 2.50). Un miroir de renvoi, dont le coefficient de réflexion est supérieur à 95% dans l'infrarouge permet de viser un liquide à l'intérieur du four. Le four utilisé peut porter les échantillons de manière homogène jusqu'à une température de 1100°C. Les mesures sont réalisées à des distances de l'ordre de 2 à 6 mètres.

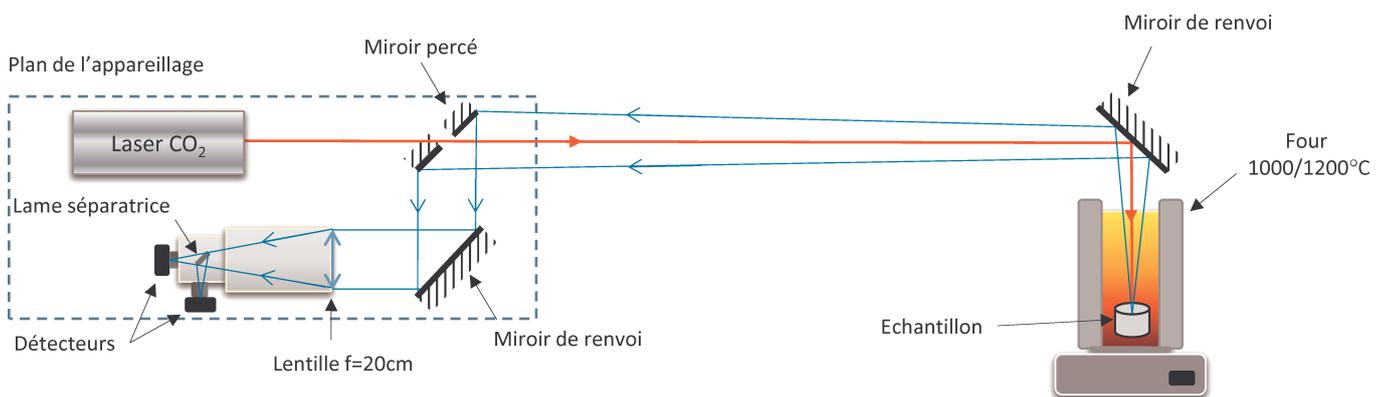


Figure 2.49 : Schéma de la validation des mesures sur différents échantillons

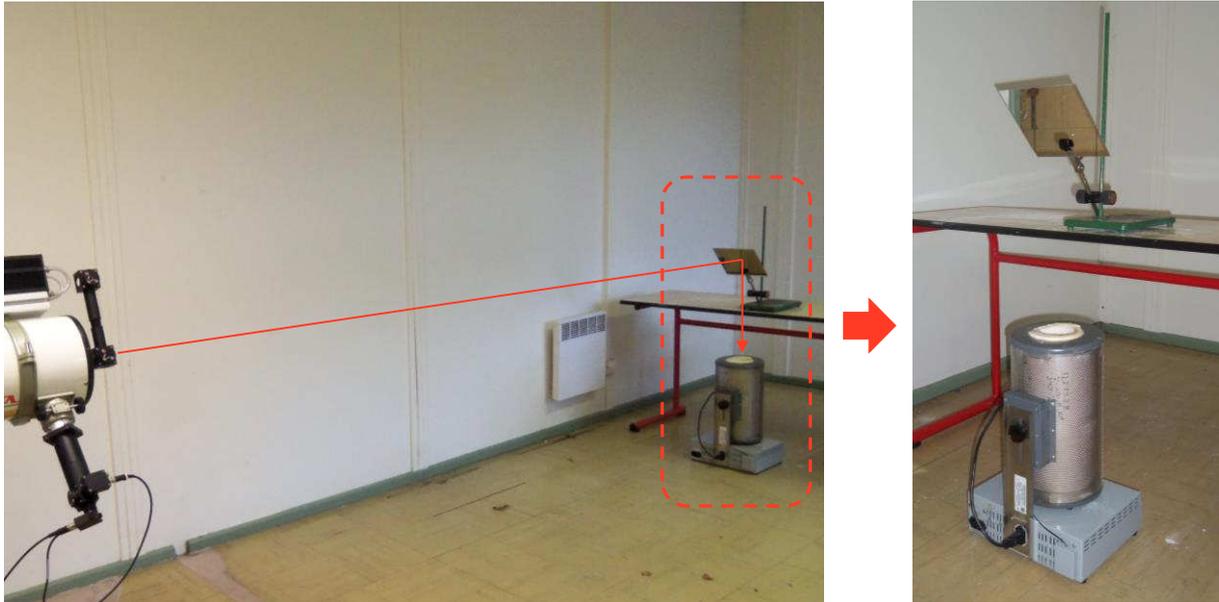


Figure 2.50 : Clichés du montage avec le four

Les résultats obtenus sur ces différents échantillons sont sensiblement identiques à ceux précédemment obtenus sur un corps noir, avec les mêmes lois en  $L_{\lambda}^0$  et en  $L_{\lambda}^0/T^2$  ce qui permet de valider les mesures ainsi que la calibration de l'appareillage. On notera sur la figure 2.50 que la validation a été réalisée en début de thèse avec l'une des premières évolutions du montage (cf figure 2.25). Cependant, les températures atteintes par le four sont inférieures aux températures attendues sur site, températures peu simples à atteindre à l'air libre et de manière homogène, même en laboratoire. L'utilisation du corps noir, comme vu précédemment, permet alors d'atteindre des températures supérieures, jusqu'à 1600°C, ce qui est plus représentatif des conditions de mesures attendues mais l'étalonnage ne permet pas de prendre en compte les différents phénomènes d'absorption atmosphériques, que nous allons alors simuler.

## 2.4.5 Tests avec phénomènes d'absorption

Nous avons validé l'intérêt de cette méthode dans le cas de milieux intermédiaires absorbants en choisissant le cas de l'eau sous deux états différents : gaz et liquide (gouttelettes).

### 2.4.5.1 Absorption par la vapeur d'eau (gaz)

L'un des deux principaux problèmes rencontrés en milieu industriel est l'absorption par la vapeur d'eau gazeuse de la flamme sur la voie infrarouge. En effet il y a présence de raies d'absorption aux alentours de 900 et 950nm comme on peut l'observer sur la figure 2.51 représentant un trajet de 1m dans de la vapeur d'eau à 100°C. Pour illustrer ce phénomène, nous avons reproduit l'expérience en laboratoire, en visant le corps noir à une température de 1600°C à travers une rampe de flamme de méthane ( $\text{CH}_4$ ) d'environ 50cm de long pour un trajet total d'environ 2m, ce qui représente  $\frac{1}{4}$  du chemin (cf. figures 2.52, 2.53 et 2.54). A titre de comparaison le trajet total était de 6m lors des mesures en milieux verriers (chapitre 4) avec un trajet dans le four (et donc la flamme) d'environ 5m.

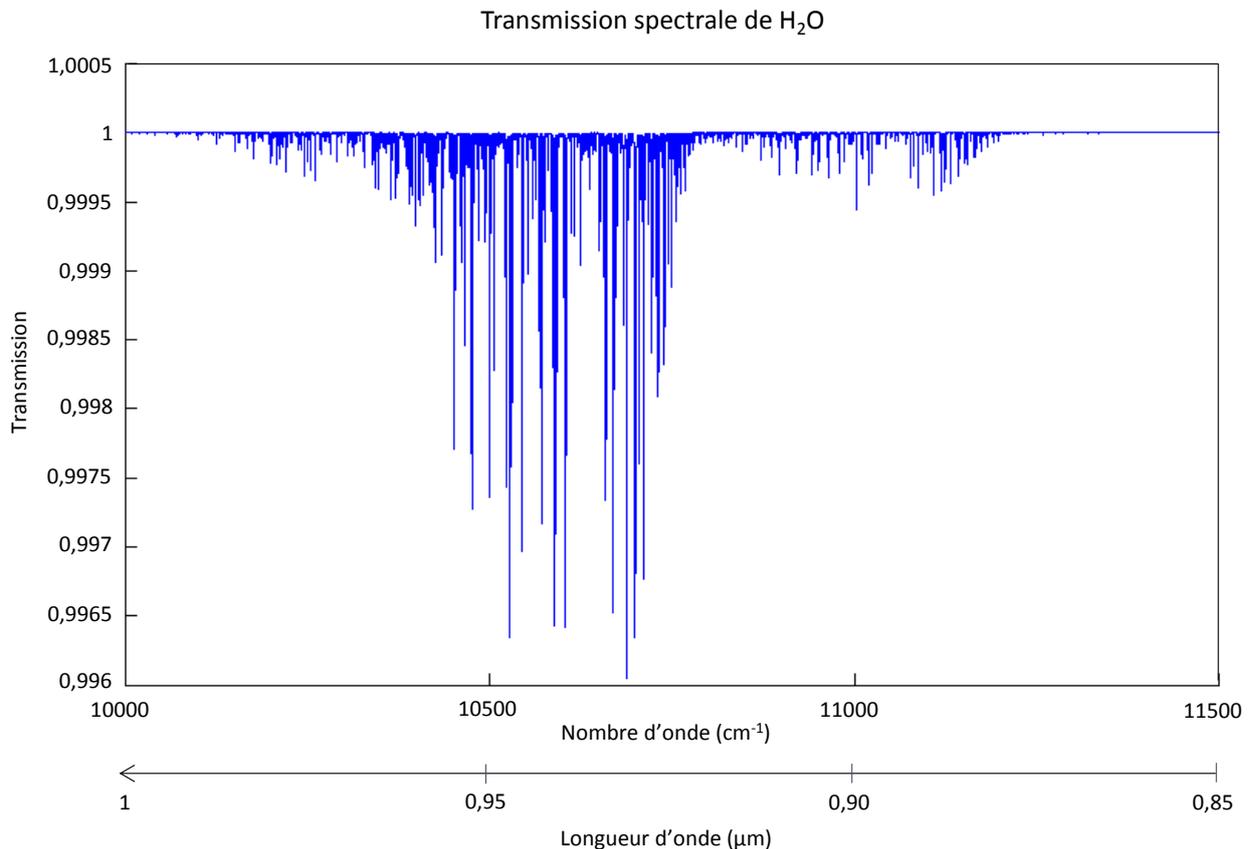


Figure 2.51 : Transmission spectrale de  $\text{H}_2\text{O}$  à 100°C pour un trajet de 1 m

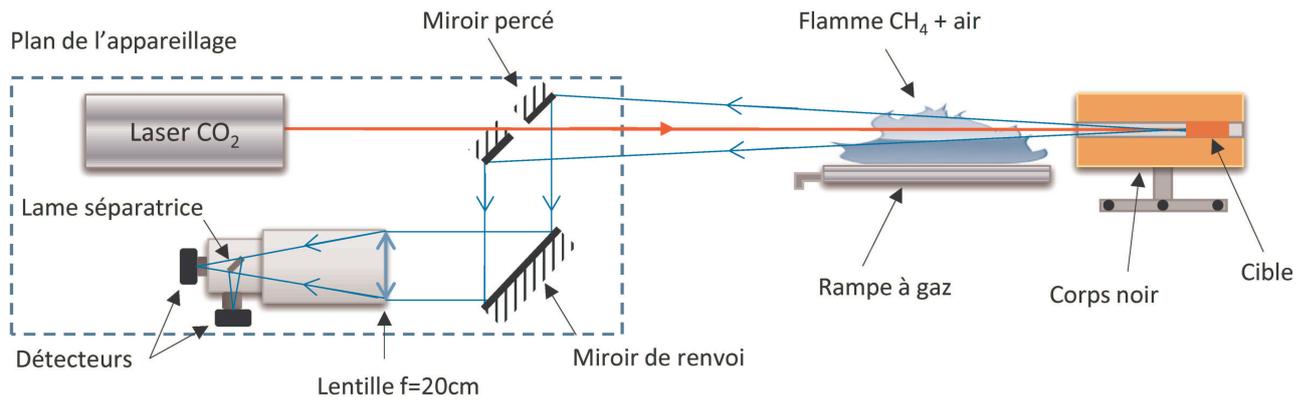


Figure 2.52 : Schéma du test sur la vapeur d'eau



Figure 2.53 : Flamme réalisée devant le corps noir

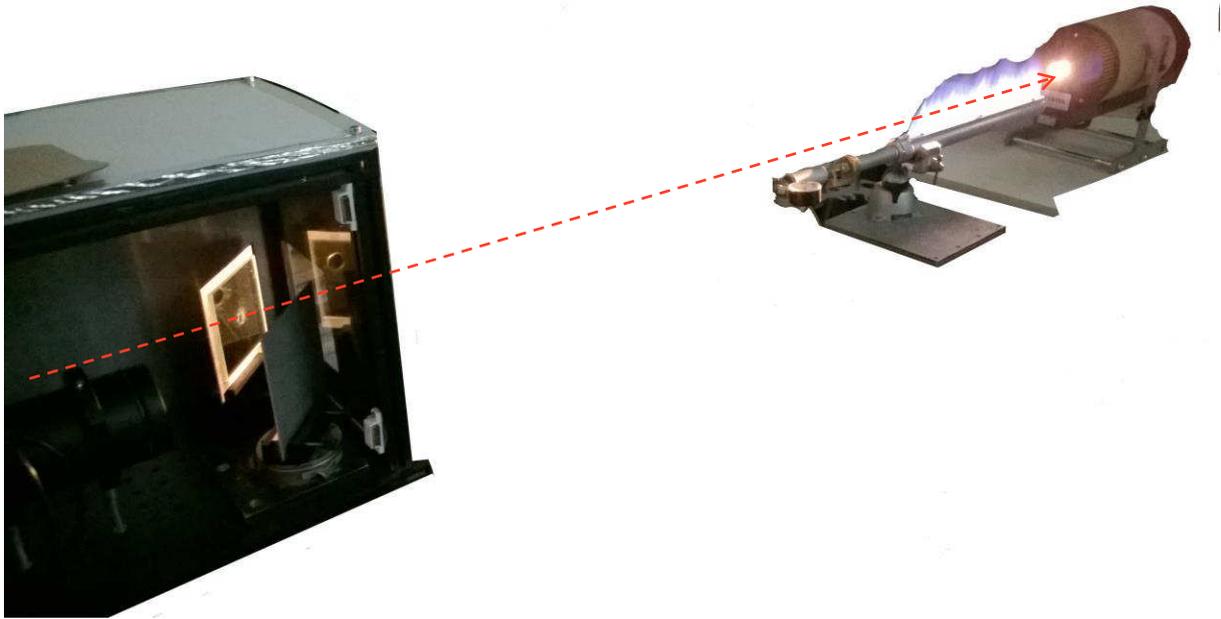


Figure 2.54 : Trajet laser et optique à travers la flamme

Les tests ont été réalisés avec les 2 filtres utilisés sur la voie infrarouge, d'abord sur le corps noir à 1600°C sans la flamme (point de référence) puis en allumant la rampe à gaz.

Afin de comparer les différentes techniques face au phénomène d'absorption de l'eau, qui est l'un des principaux produits de la réaction méthane-air, on effectue les mesures en bichromatique et en monochromatique en utilisant séparément les deux voies. On précise que « T\_mono\_vis » représente la température monochromatique impulsionnelle pour la voie visible, « T\_mono\_ir » représente la température monochromatique impulsionnelle pour la voie infrarouge et « T\_bichro\_log » la température bichromatique impulsionnelle logarithmique donnée par la relation (2.28).

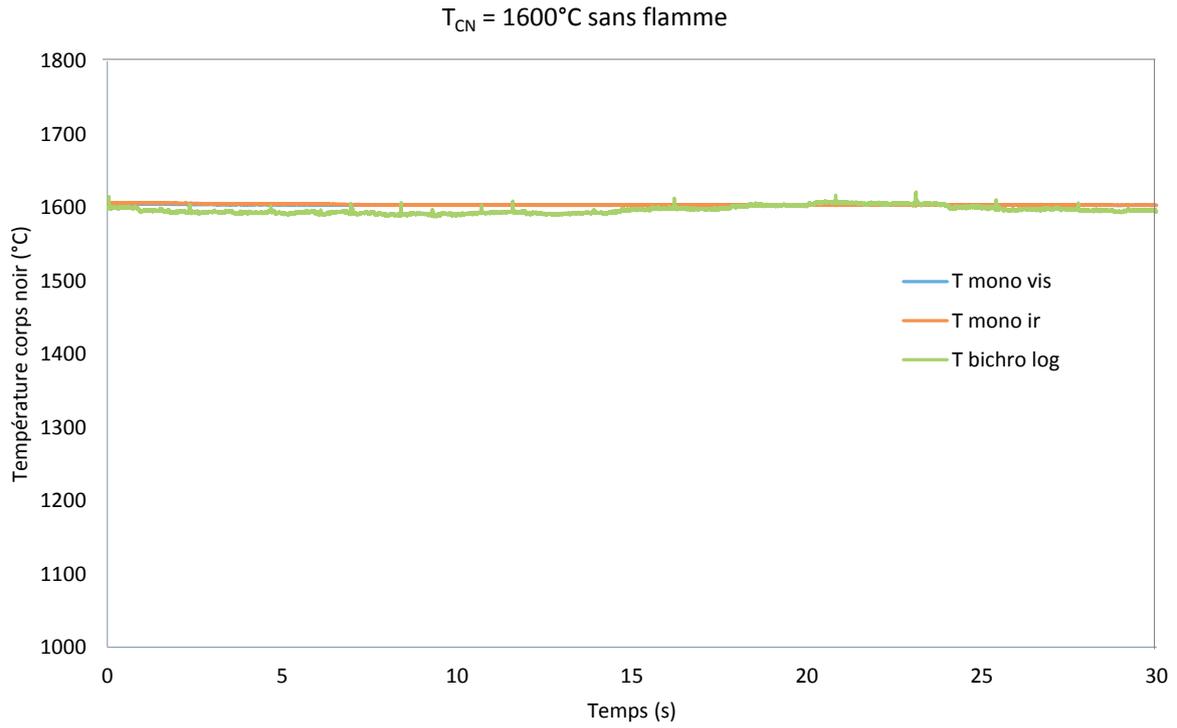


Figure 2.55 : Point de référence à  $1600^{\circ}\text{C}$ , filtre  $0.95\mu\text{m}$ , sans flamme

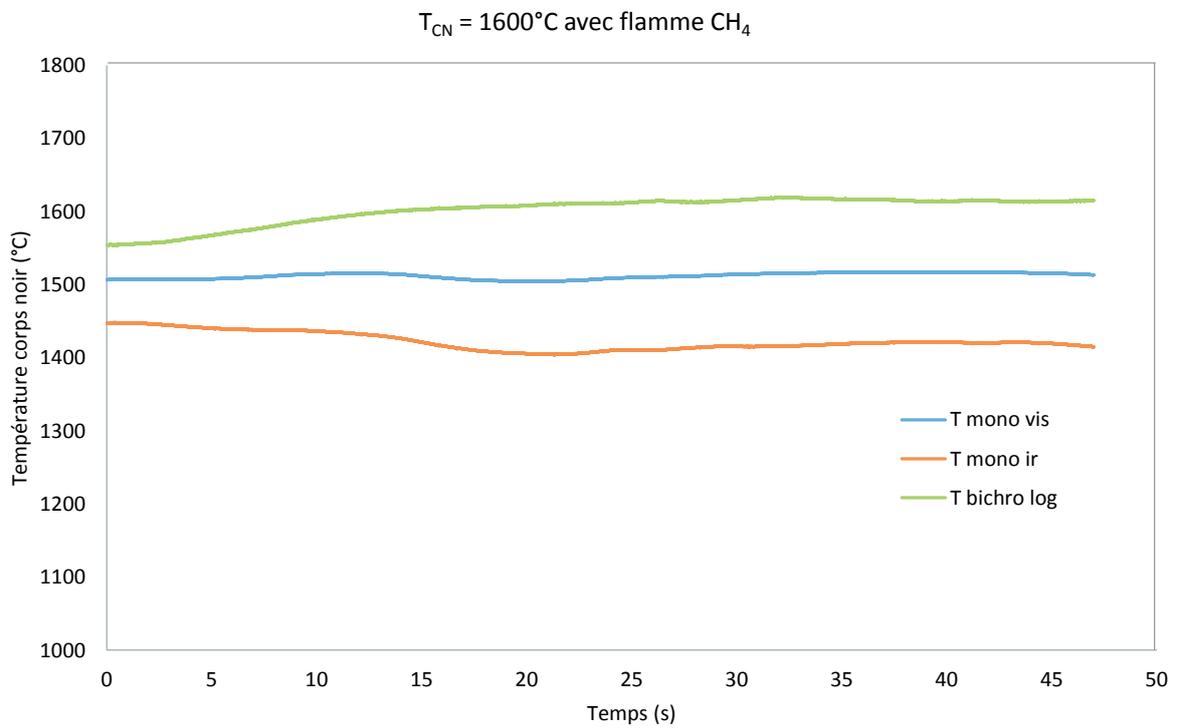


Figure 2.56 : Test avec la flamme à  $1600^{\circ}\text{C}$ , filtre  $0.95\mu\text{m}$

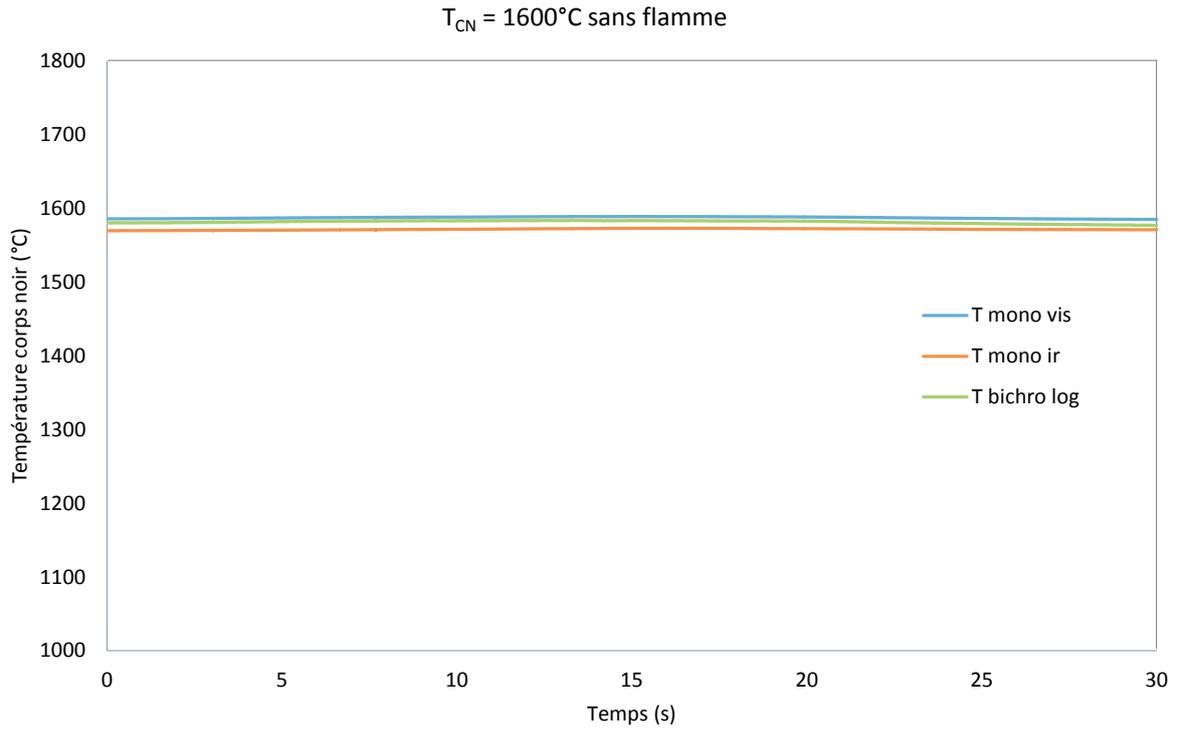


Figure 2.57 : Point de référence à  $1600^{\circ}\text{C}$ , filtre  $0.90\mu\text{m}$ , sans flamme

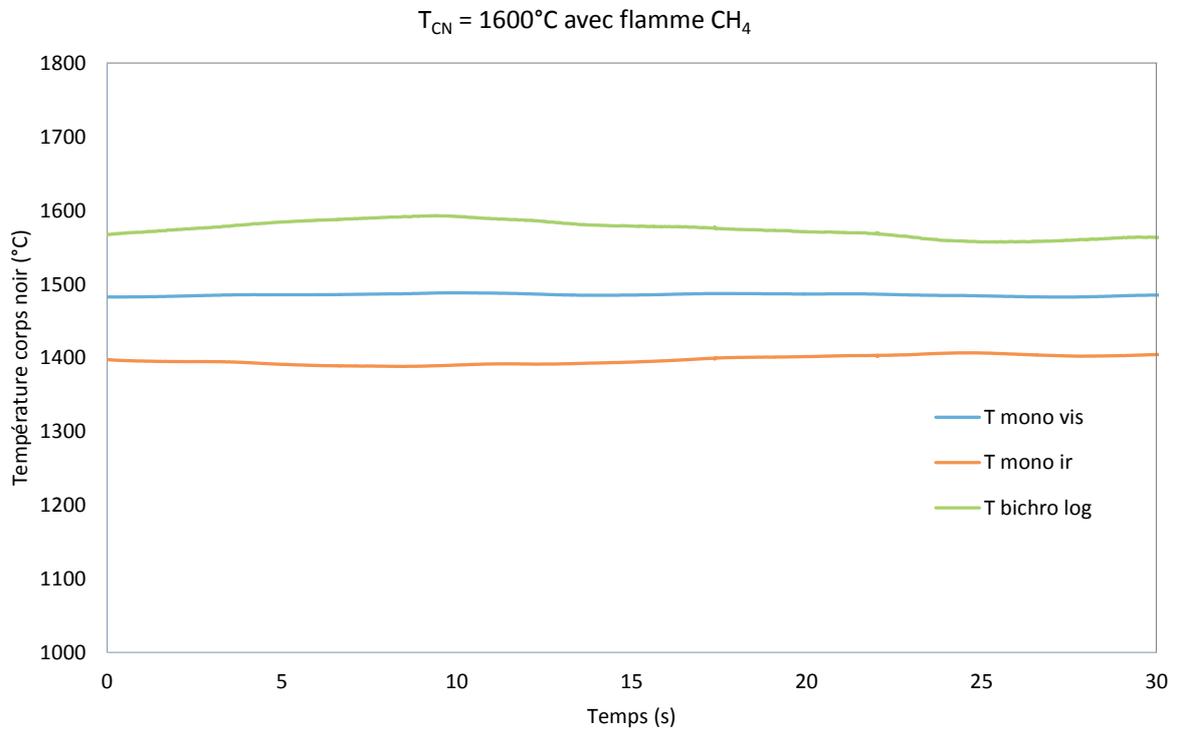


Figure 2.58 : Test avec la flamme à  $1600^{\circ}\text{C}$ , filtre  $0.90\mu\text{m}$

Dans les 2 cas, le point de référence montre bien que les 3 températures sont situées vers 1600°C (cf. figures 2.55 et 2.57). Lorsqu'on allume la rampe (cf. figures 2.56 et 2.58), On observe d'abord la baisse importante de la température monochromatique infrarouge qui descend à 1400°C, ce qui s'explique par la présence de vapeur d'eau dans la flamme.

On observe également une baisse plus faible de la température monochromatique visible qui descend vers 1500°C, ce qui s'explique par la présence de particules ou de suies dans la flamme, qui coupe une partie du rayonnement.

On remarque également que la température bichromatique est légèrement affectée et ne perd que quelques degrés. Cela s'explique par le fait que dans ce cas précis, le rapport des 2 signaux ne bouge que très peu par rapport à la mesure de référence car les 2 signaux diminuent à peu près également ce qui démontre bien l'utilité de la méthode bichromatique active dans les situations où l'absorption de l'eau est importante. Cela sera particulièrement le cas pour les mesures à hautes températures des chapitres suivants, où la présence de flammes à base d'hydrocarbures ou de gaz naturel et d'air produit majoritairement de l'eau.

#### 2.4.5.2 Absorption par gouttelettes d'eau (liquide)

Nous venons donc d'observer l'un des principaux problèmes rencontrés en milieu industriel en présence de flammes à savoir l'absorption de la voie monochromatique infrarouge par la vapeur d'eau gazeuse invisible à l'œil nu. Cependant, la vapeur d'eau peut également être présente sous forme beaucoup plus dense et visible à l'œil nu, particulièrement lorsque l'on fait appel à un système de refroidissement par eau liquide (comme nous le verrons par la suite dans les chapitre 3 et 4). La vapeur est alors majoritairement composée de minuscules gouttelettes d'eau qui ne s'évaporent pas complètement. Pour illustrer ce phénomène, nous avons également reproduit l'expérience en laboratoire, en visant le corps noir à une température de 1200°C à travers un nuage de vapeur dense provenant d'une bouilloire à eau pour un trajet total d'environ 2m. Le nuage ne fait ici que quelques centimètres de long, comparé au volume de vapeur de plusieurs mètres de long rencontrés en aciérie et en milieu verrier (cf. figures 2.59 et 2.60).

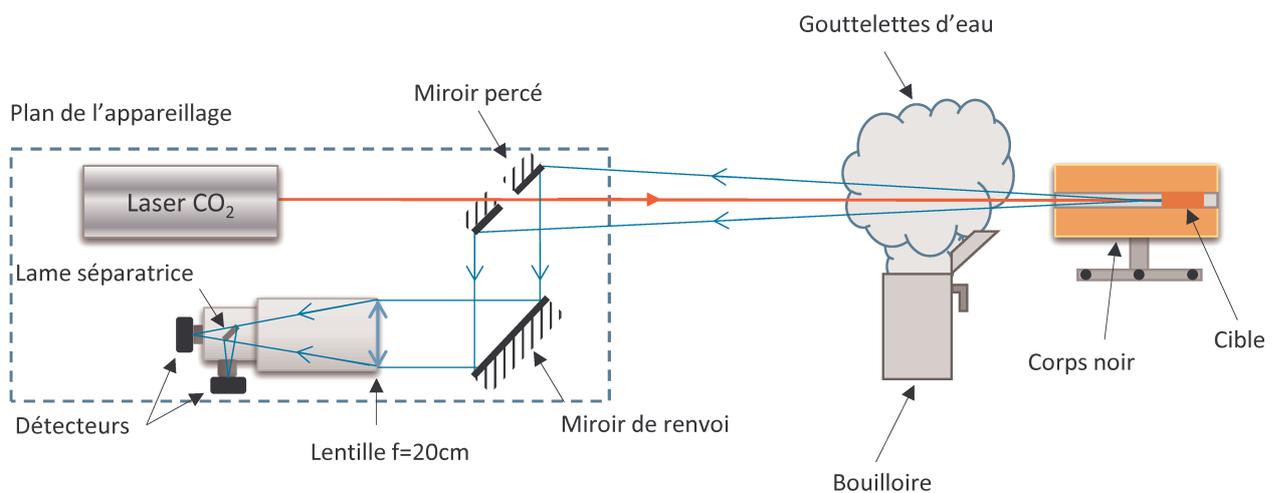


Figure 2.59 : Schéma du test sur les gouttelettes d'eau

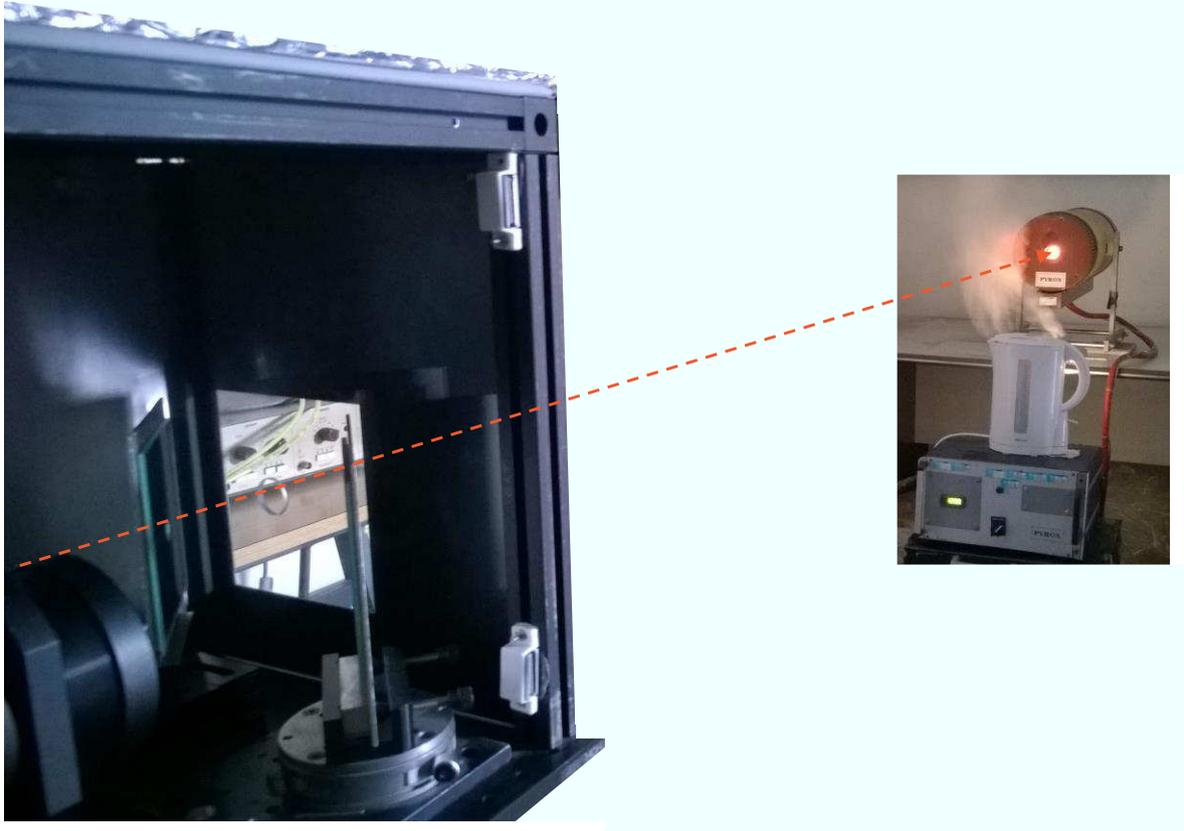


Figure 2.60 : Trajet laser et optique à travers les gouttelettes d'eau

Comme précédemment on compare les différentes voies de mesures face aux gouttelettes d'eau liquides. On rappelle que « T\_mono\_vis » représente la température monochromatique impulsionnelle pour la voie visible, « T\_mono\_ir » représente la température monochromatique impulsionnelle pour la voie infrarouge et « T\_bichro\_log » la température bichromatique impulsionnelle logarithmique donnée par la relation (2.28).

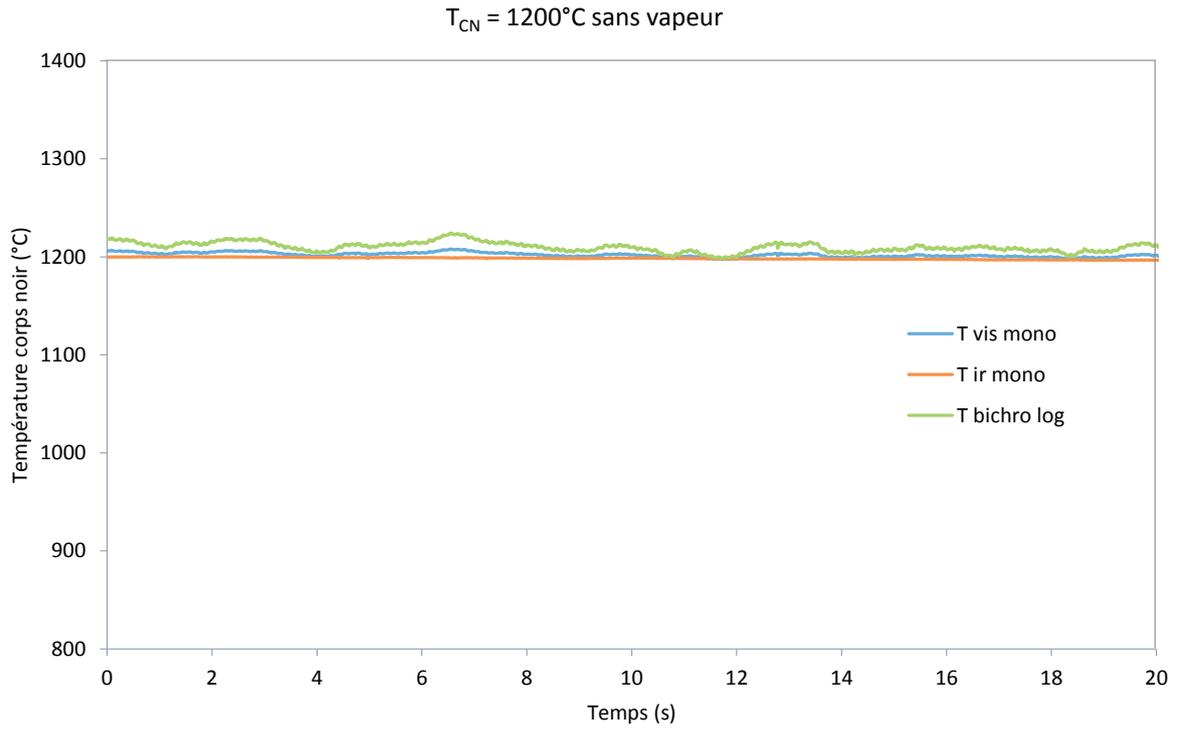


Figure 2.61 : Point de référence à 1200°C, sans gouttelettes

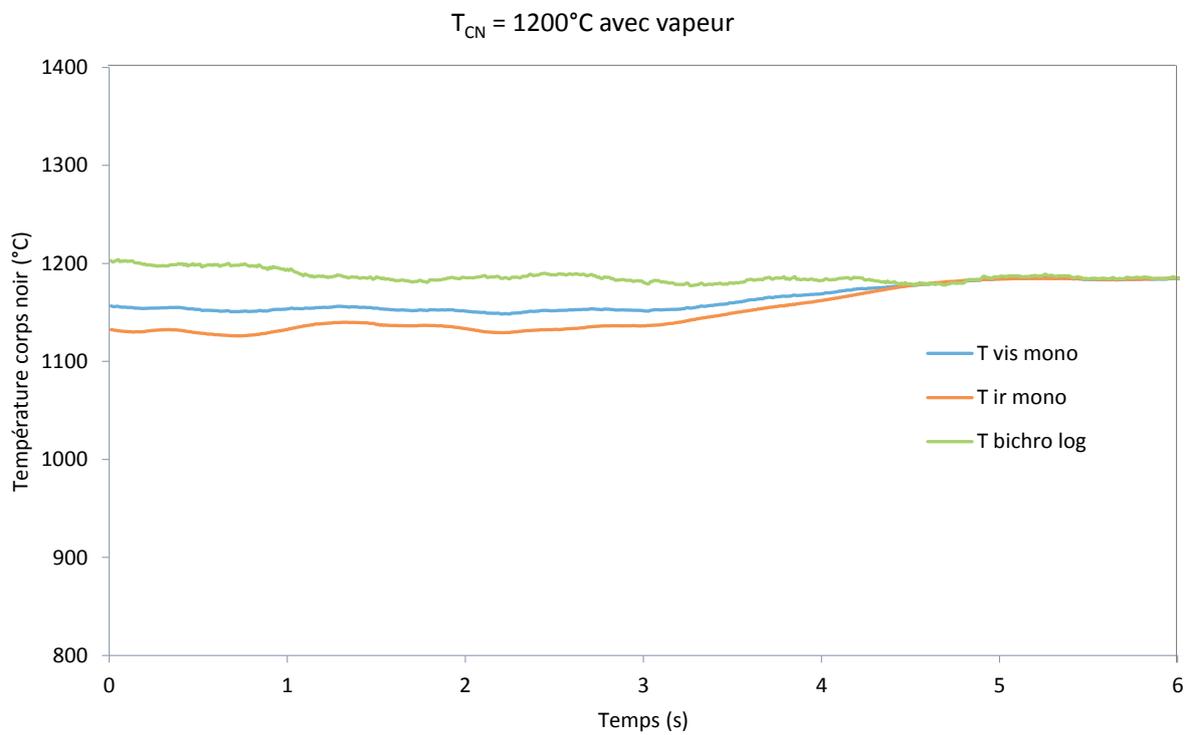


Figure 2.62 : Test avec les gouttelettes à 1200°C

Le point de référence montre une fois de plus que les 3 températures sont bien situées vers 1200°C (cf. figure 2.61). La première chose que l'on remarque est le fait que la baisse de température sur les deux voies monochromatiques est plus faible que précédemment. Ceci est dû au fait que le volume de vapeur d'eau traversé est bien plus faible. Une fois l'eau à ébullition on ouvre la bouilloire. On observe alors la baisse de la température monochromatique infrarouge qui descend à 1130°C à cause de l'absorption de l'eau (cf. figure 2.62).

On observe toujours une baisse plus faible de la température monochromatique visible qui descend vers 1150°C, ce qui s'explique cette fois-ci par la forte densité et la taille des gouttelettes qui coupe alors une partie du rayonnement.

On observe également que les deux voies monochromatiques remontent à 1200°C entre 3 et 4 secondes après le début de l'enregistrement, ce qui s'explique par le fait que toute la vapeur s'est échappée de la bouilloire et dissipée.

Une fois de plus la température bichromatique n'est que très légèrement affectée et ne perd que quelques degrés, toujours grâce à la stabilité du rapport des 2 signaux par rapport à la mesure de référence. Cela se vérifiera également par la suite pour les mesures à hautes températures des chapitres suivants, où la présence d'intenses nuages de vapeur gêne les mesures optiques.

#### **2.4.6 Caractéristiques générales de la mesure**

Nous venons donc d'étudier le principe général de la méthode avec la sensibilité, l'erreur, l'étalonnage et la validation des mesures. Cette validation sur un corps noir en présence de différents phénomènes d'absorption atmosphériques nous permet de déterminer des caractéristiques de mesures supplémentaires telles que :

- La plage d'utilisation nominale ;
- La résolution ;
- La dynamique de mesure ;
- L'exactitude ;
- La répétabilité ;
- Le temps de réponse.

La plage d'utilisation nominale est logiquement représentée par la gamme de température disponible lors de l'étalonnage sur le corps noir étant donné que l'on connaît sa température comme expliqué précédemment. Dans ce cas, cette plage est comprise entre 1000 et 1600°C, les températures supérieures étant extrapolées à partir de l'équation (2.28). Il est difficile d'obtenir une meilleure plage nominale, au mieux jusqu'à 1800/1900°C avec certains corps noirs spécifiques.

La résolution en température est meilleure que le degré Celsius, grâce à la sensibilité des appareils utilisés dans la chaîne de traitement. En effet, les détections synchrones sont capables d'extraire des signaux de l'ordre du microvolt noyés dans un bruit 1000 fois supérieur.

Concernant la dynamique de mesure, sur l'exemple de la voie visible à 0,5  $\mu\text{m}$ , une augmentation de 100°C à 1400°C double le signal extrait, la mesure relative de chaque signal extrait est donc meilleure que 1%. Le rapport des deux signaux est alors meilleur que 2%, ce qui correspond à une incertitude de +/- 5°C.

Le niveau d'exactitude atteint en laboratoire lors de l'étalonnage est de de l'ordre de +/- 5°C sur un corps noir à 1600°C ce qui représente alors environ 0,3% de variation de la température vraie visée. En pratique sur les corps réels, la cause d'erreur principale sera due aux facteurs d'émissions et de transmission et non pas à l'appareillage.

La mesure bénéficie également d'une bonne répétabilité par rapport aux méthodes de mesures absolues principalement due au fait que l'on effectue le rapport de deux mesures ce qui a pour effet de diminuer la dispersion des mesures. La condition de reproductibilité est essentiellement liée au maintien du réglage angulaire de la lame séparatrice.

Étant donné les appareils utilisés, le temps de réponse est de l'ordre de 100 ms. Si celui-ci est supérieur à 100 ms, la qualité de la mesure est conservée et se dégrade avec des temps inférieurs.



## Chapitre 3 : Détermination de la température de surface d'un matériau métallique

Ce troisième chapitre présente les études et résultats obtenus sur la mesure de température de paroi de la chambre de sortie de différents prototypes de statoréacteur dans l'industrie française ainsi que sur la mesure de température de surface d'une barre d'acier en aciérie. Il décrit les enjeux de telles mesures, le détail des essais effectués ainsi que les résultats et leur analyse.

### **Nomenclature :**

$f$  : Distance focale du système optique (cm)

$\lambda_c$  : Longueur d'onde de coupure de la lame dichroïque ( $\mu\text{m}$ ).

$\lambda_i$  : Longueur d'onde d'observation de la voie monochromatique  $i$ .

### **Abréviation :**

CCC : Coulée courbe continue.

### 3.1 Température de paroi d'une chambre de sortie de statoréacteur

#### 3.1.1 Rappels techniques et historiques

Le statoréacteur est un système de propulsion à réaction de véhicules volant dans l'atmosphère à des vitesses importantes, typiquement supérieures à Mach 2 (le turboréacteur étant limité à Mach 2,5), dont la poussée est produite par éjection des gaz issus de la combustion [34]. L'air est admis dans une entrée d'air, où il y est naturellement ralenti et comprimé (mais sans l'utilisation d'un compresseur comme dans un turboréacteur). Le combustible est ensuite injecté et se mélange dans la chambre de combustion avant d'y brûler. Les gaz résultant de cette combustion sont finalement accélérés par une tuyère en se détendant (cf. figure 3.1). C'est cette différence de flux de dynalpie (quantité de mouvement) entre la sortie et l'entrée qui crée l'effet propulsif du statoréacteur :

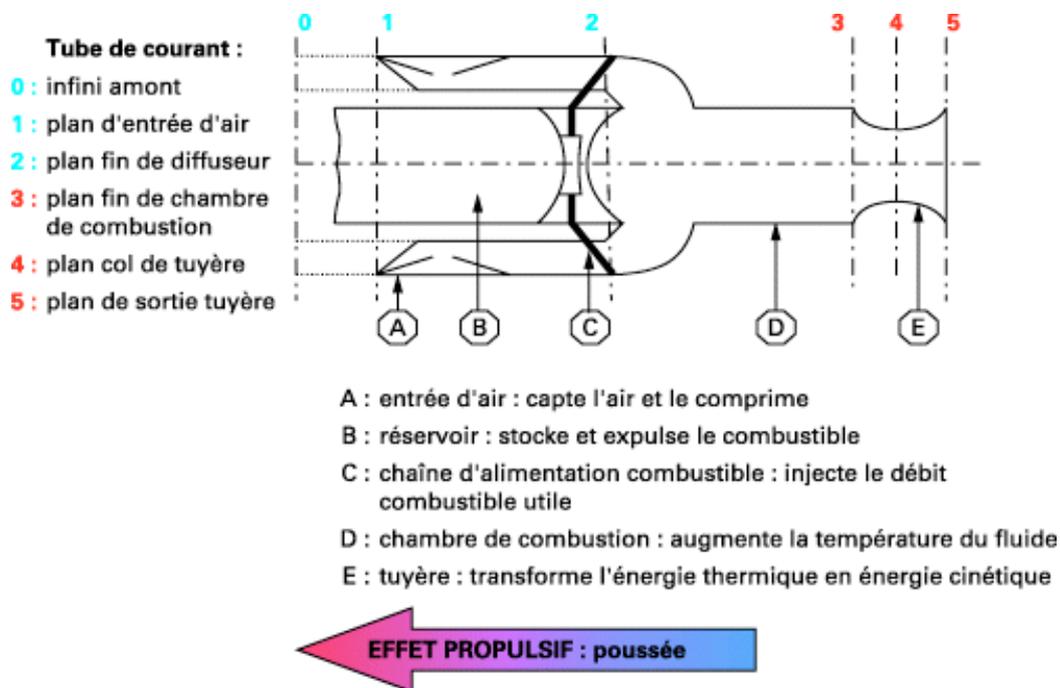
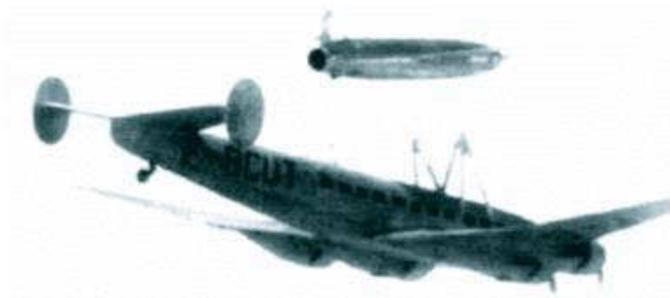


Figure 3.1 : Schéma de principe d'un statoréacteur [34]

Le statoréacteur est le plus simple des moteurs à propulsion car il n'est pas constitué de pièces mobiles, d'où le terme « stato » pour statique. C'est un moteur de type aérobie, signifiant qu'il n'embarque que le combustible et puise son comburant dans l'air ambiant. Le domaine de prédilection des statoréacteurs est le vol supersonique, allant de Mach 2 jusqu'à Mach 8 ou plus (superstatoréacteur pour le vol hypersonique).

Le principal inconvénient du statoréacteur par rapport aux autres types de moteurs à réaction est son incapacité d'assurer la propulsion à vitesse nulle, il a en effet besoin d'une vitesse initiale en entrée pour fonctionner, ce qui limita son utilisation à ses débuts.

Les débuts du statoréacteur coïncident avec ceux de l'aviation, au début du XX<sup>ème</sup> siècle. René Lorin (1877-1933) fut le premier à déposer le brevet du principe de propulsion d'un aéronef par gaz d'échappement en 1908. En 1913 il publie dans la revue *L'Aérophile* un article sur le principe d'un système thermo-propulseur sans pièces mobiles, que l'on appellera par la suite statoréacteur. N'ayant cependant pas les moyens d'atteindre la vitesse initiale nécessaire (nous sommes en 1913), son invention tombe dans l'oubli pendant près de vingt années. Les États-Unis réalisent les premiers essais à Langley en 1927 puis B.S. Stetchkine en 1929 en URSS. En France, René Leduc dépose un brevet d'invention pour une tuyère thermopropulsive en 1933, sans connaître les travaux de Lorin qu'il découvrira par la suite. Grâce au financement du ministère de l'air, Leduc présente le projet du premier avion expérimental propulsé par statoréacteur, le Leduc 010, en 1936, plusieurs années avant les prototypes turbopropulsés de Heinkel et Messerschmitt. La guerre ayant stoppé ce programme, le premier vol opérationnel du Leduc 010 eu lieu en 1948. Il était alors largué depuis un avion Languedoc afin de bénéficier d'une vitesse initiale adéquate et atteignit Mach 0.85 :



*Figure 3.2 : Clichés du Leduc 010 avec son appareil porteur*

Durant la période de guerre la technologie se développe dans l'armement et particulièrement avec l'avènement des missiles et fusées, l'URSS lance sa première fusée expérimentale propulsée par statoréacteur en 1939 tandis que les États-Unis réalisent les premiers prototypes de missiles propulsés par statoréacteur à la fin des années 40. On notera également le pulsoréacteur de la bombe volante V1 développée au début des années 40 et fonctionnant sur le même principe mais utilisable à faible vitesse (technologie abandonnée à cause de son rendement médiocre et l'absence de commande de poussée).

Cependant l'idée d'un avion autonome utilisant cette technique est également à l'étude dans ces deux pays avec les vols du Lockheed P-80 Shooting Star en 1947 pour les États-Unis, et du Lavochkin La-7PVRD en 1946 pour l'URSS. Ces deux appareils expérimentaux utilisent alors un combiné turboréacteur/turbopropulseur (pour les phases de décollages) et statoréacteur (pour le vol de croisière)



Figure 3.3 : Clichés du Lockheed P-80 (à gauche) et du Lavochkin La-7PVRD (à droite)

Ces deux appareils connurent un développement difficile et atteignirent des vitesses comprises entre 670 et 1000 km/h. Ils restent cependant expérimentaux et il faudra attendre 1955 pour voir voler le premier avion à combiné turbo-statoréacteur 100% opérationnel, s'agissant alors du Nord 1500 Griffon II de Nord-Aviation (France). Il bâtit de nombreux records entre 1955 et 1959 notamment avec une vitesse de 2330 km/h (Mach 2.19).



Figure 3.4 : Cliché du Nord 1500 Griffon II

Toujours en France, Leduc proposa l'évolution de son concept avec le Leduc 022 en 1956. Les années 60 signeront finalement la fin des recherches sur les appareils de ce type préférence étant donnée aux appareils à turboréacteurs, exception faite des appareils de reconnaissance (principalement aux États-Unis), dont les turboréacteurs seuls ne permettaient pas d'échapper aux radars. Ceux-ci utiliseront alors le principe de post-combustion consistant à associer un statoréacteur

à la suite du turboréacteur ce qui « réchauffe » les gaz d'échappement et a pour effet d'augmenter la poussée d'environ 50%. Le point culminant de l'âge d'or des avions de reconnaissance utilisant la post-combustion fut atteint avec le Lockheed SR-71 « Blackbird » (Mach 3.2).

Les statoréacteurs eurent un regain de popularité en France et en URSS dans les années 70 et 80 principalement dans l'armement avec le développement de nouveaux modèles de missiles plus rapides (jusqu'à Mach 3) et beaucoup plus compacts :

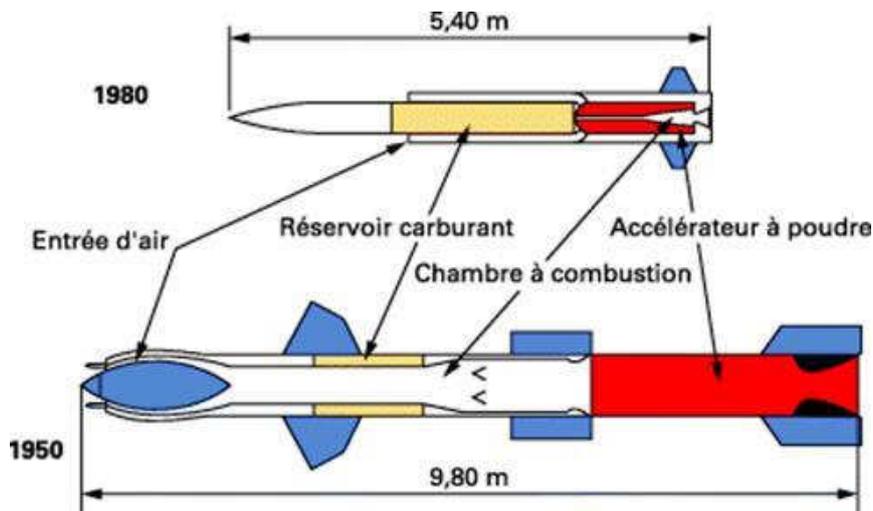


Figure 3.5 : Évolution des dimensions [34]

L'avènement de la simulation informatique multidimensionnelle dans les années 90 ainsi que l'emploi de nouveaux matériaux ont permis de renouveler l'intérêt du vol à très hautes vitesses dans le domaine civil (et notamment aérospatial avec les lanceurs d'objets) qui se manifesta par des travaux scientifiques et démonstrations technologiques en associant le plus souvent le statoréacteur à d'autres modes de propulsions ou en utilisant désormais des statoréacteurs « mixtes » associant combustion subsonique puis supersonique dans la même chambre de combustion.

A l'heure actuelle les 3 grands domaines d'application de la propulsion par statoréacteurs sont :

- Les missiles (augmentation de la capacité de pénétration et diminution du temps de vol) ;
- Les lanceurs spatiaux réutilisables (diminution du coût en puisant le comburant dans l'air durant la phase de montée, de Mach 2 à Mach 12) ;
- Les avions (civils, travaux expérimentaux en cours ; militaires, principalement dans le domaine de la reconnaissance et le développement des drones).

Le tableau 3.1 ci-après détaille les principales applications et caractéristiques des statoréacteurs :

Caractéristiques	Missile	Lanceur spatiaux	Avion
<b>Vitesse (Mach)</b>	2 à 8	2 à 12	2 à 5-10
<b>Fonctionnement statoréacteur</b>	Géométrie fixe ou faiblement mobile Refroidissement actif ou passif	Géométrie variable Refroidissement actif	Géométrie variable Refroidissement actif
<b>Combustible(s)</b>	Hydrocarbure liquide	Hydrogène liquide et CH <sub>4</sub> ou kérosène	Kérosène, méthane, hydrogène
<b>Durée du vol</b>	Inférieur à 20 min Non réutilisable	20 à 30 min Réutilisable	2 à 3 h
<b>Statoréacteur associé avec</b>	Moteur-fusée Propergol solide	Moteur-fusée liquide	Turboréacteur

Tableau 3.1 : Récapitulatif des applications et caractéristiques des statoréacteurs [34]

### 3.1.2 Enjeux de la mesure

Un aspect et défi technologique particulièrement important de la recherche sur les statoréacteurs concerne leur tenue thermostructurale. L'échauffement cinétique de l'appareil lié à sa vitesse est une chose mais le statoréacteur est une surface fermée qui ne peut rayonner vers l'extérieur et est effectivement soumis à d'intenses températures et pressions dues à la combustion dont il est le siège. Les flux thermiques mis en jeu à l'intérieur d'un statoréacteur sont en effet particulièrement élevés, notamment dans la chambre de combustion ainsi que la tuyère. Le refroidissement de ces parois et plus généralement le contrôle de la température est donc critique. La plupart des essais menés en centre de recherche sont cependant menés en configuration dite « puits de chaleur » signifiant que l'on utilise uniquement l'inertie du matériau utilisé, ce qui est donc réservé aux essais de courtes durées. La courte durée de ces essais étant justifiée par le fait que la paroi se consume lors de la combustion [35] et lorsqu'elle n'est pas refroidie.

Les différents types de refroidissement utilisés sont les suivants :

- Refroidissement passif par rayonnement. La chaleur transmise par conduction aux parois est évacuée vers l'extérieur par rayonnement. Cette technique limite le temps de vol à quelques minutes selon les matériaux employés et est limitée aux centres de recherche ;
- Refroidissement passif par protection thermique interne. Solution la plus utilisée dans l'armement (temps de vol relativement courts également). On isole thermiquement l'intérieur du statoréacteur par une protection thermique de faible densité (faible augmentation du poids total) et faible conductivité thermique (typiquement de l'ordre de  $0,5 \text{ W.K}^{-1}.\text{m}^{-1}$ ) ;
- Refroidissement actif par écoulement d'air (ou refroidissement pariétal). Une partie du flux d'air entrant est dévié puis injecté à travers une paroi poreuse dans la chambre de combustion afin de la refroidir (méthode jusqu'ici expérimentale mais en pleine expansion grâce aux progrès en simulation informatique) ;
- Refroidissement actif par le combustible. Dans le cas de combustible liquide, on fait circuler celui-ci par le principe de la double-peau afin de refroidir la paroi (méthode largement utilisée pour les lanceurs spatiaux et certains modèles de missiles).

La figure 3.6 ci-dessous l'évolution de la densité de flux thermique au sein de la chambre de combustion d'un superstatoréacteur de type CHAMOIS à Mach 6 de chez MBDA :

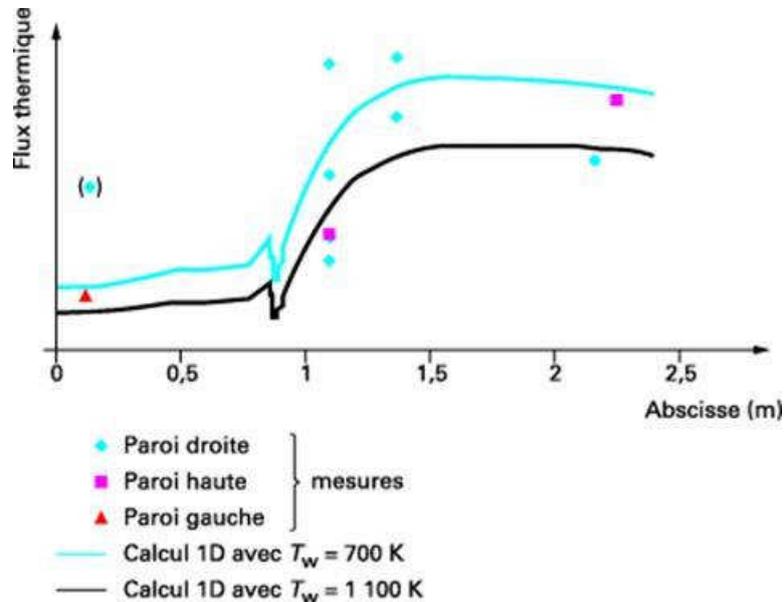


Figure 3.6 : Évolution du flux thermique dans une chambre de statoréacteur [34]

On observe bien le début de la combustion dans la chambre à l'abscisse 0,9 m avec la forte augmentation du flux thermique. Les calculs ont été réalisés à titre de comparaison avec différentes valeurs de température de paroi. Celles-ci sont relativement faibles (700 et 1100K) compte tenu de la configuration « puit de chaleur » de l'essai (donc temps très court). Cela constitue l'un des enjeux principaux des mesures présentées par la suite.

Ces mesures ont été réalisées au centre d'essai statoréacteurs de MBDA (anciennement Aérospatiale Missiles) de Bourges-Subdray. MBDA est l'une des entreprises françaises spécialisées dans le domaine des statoréacteurs et par conséquent à l'affût de nouvelles techniques de caractérisation des phénomènes physiques mis en jeu, dont la combustion et par conséquent la caractérisation thermique. L'enjeu principal est donc la caractérisation de la température de surface de paroi de sortie de la tuyère d'un statoréacteur en configuration hypersonique (propulsion à environ Mach 7) à travers la flamme [36]. Les prototypes utilisés sont également refroidis afin de réaliser des essais (et donc des temps de mesures) plus long.

Les enjeux sont alors les suivants :

- Mesure à une distance de 2 à 3 mètres imposée par la géométrie du banc d'essai ainsi que la présence de la flamme ;
- Mesure de la température de paroi à travers la flamme de combustion (température de flamme d'environ 2300-2500K) ;
- Pilotage de l'appareillage à distance (aucune personne n'est autorisée sur le banc d'essai pendant le tir pour des raisons évidentes de sécurité) ;
- Vibrations mécaniques et acoustiques particulièrement intenses ;
- Bruit acoustique intense (très hauts niveaux de Décibels atteints).

Afin d'avoir une estimation du bruit acoustique ainsi que des pressions associées lors de l'essai hypersonique voici les résultats que nous avons enregistrés avec un microphone placé dans un caisson insonorisé avec de la mousse acoustique et lui-même placée à environ 2 m de la sortie du statoréacteur :

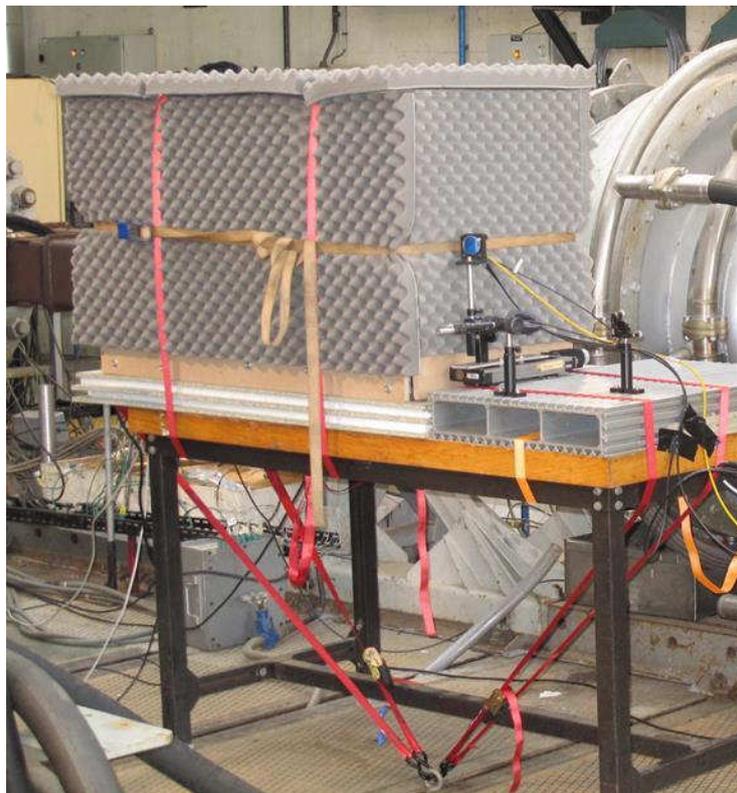


Figure 3.7 : Cliché du caisson insonorisé sur le banc d'essai

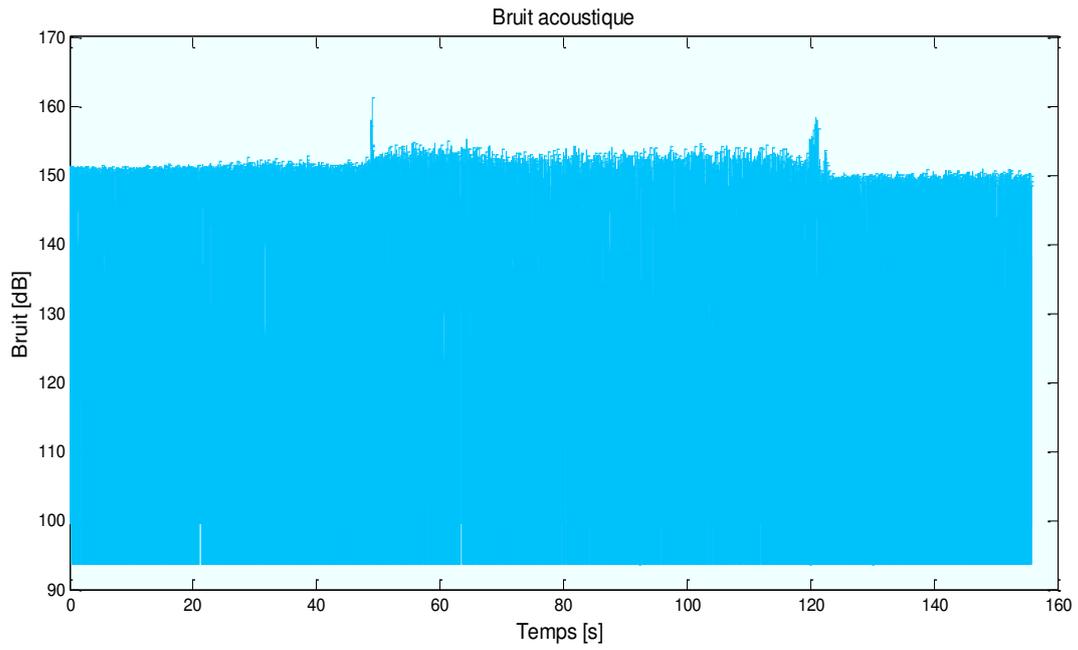


Figure 3.8 : Niveaux de bruit acoustique enregistrés à l'intérieur du caisson

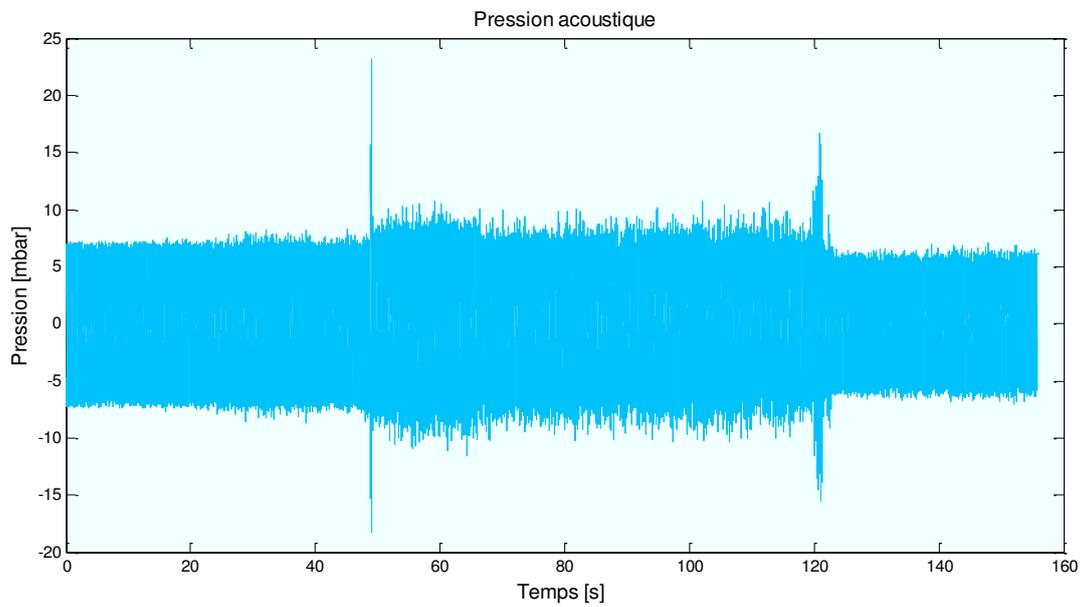


Figure 3.9 : Niveaux de pression acoustique enregistrés à l'intérieur du caisson

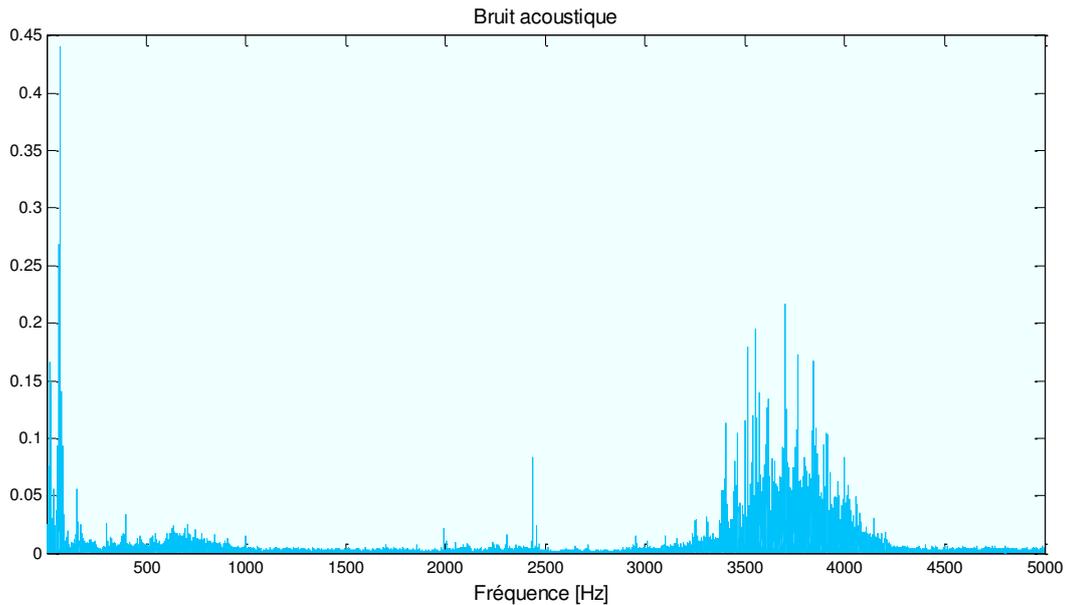


Figure 3.10 : Fréquences acoustiques enregistrées à l'intérieur du caisson

On notera le niveau de bruit particulièrement élevé à plus de 150 dB sachant que le microphone était à l'intérieur du caisson (cf. figures 3.8, 3.9 et 3.10) Des mesures acoustiques sans insonorisation réalisées préalablement ont relevé des niveaux de bruit supérieurs à 180 dB.

Ce caisson contenait la carte d'acquisition et l'ordinateur de mesure ainsi que d'autres appareils sensibles en vue de l'installation d'un LIDAR développé au laboratoire [37][38] pour la mesure de température de flamme du statoréacteur, dont l'objectif final est une mesure couplée LIDAR/spectrométrie afin de déterminer par voie optique les profils de température et concentration en espèces chimiques des phénomènes de combustion. On peut observer sur la figure 3.11 le schéma général cette installation contenant le pyromètre bichromatique impulsif, le LIDAR et le spectromètre.

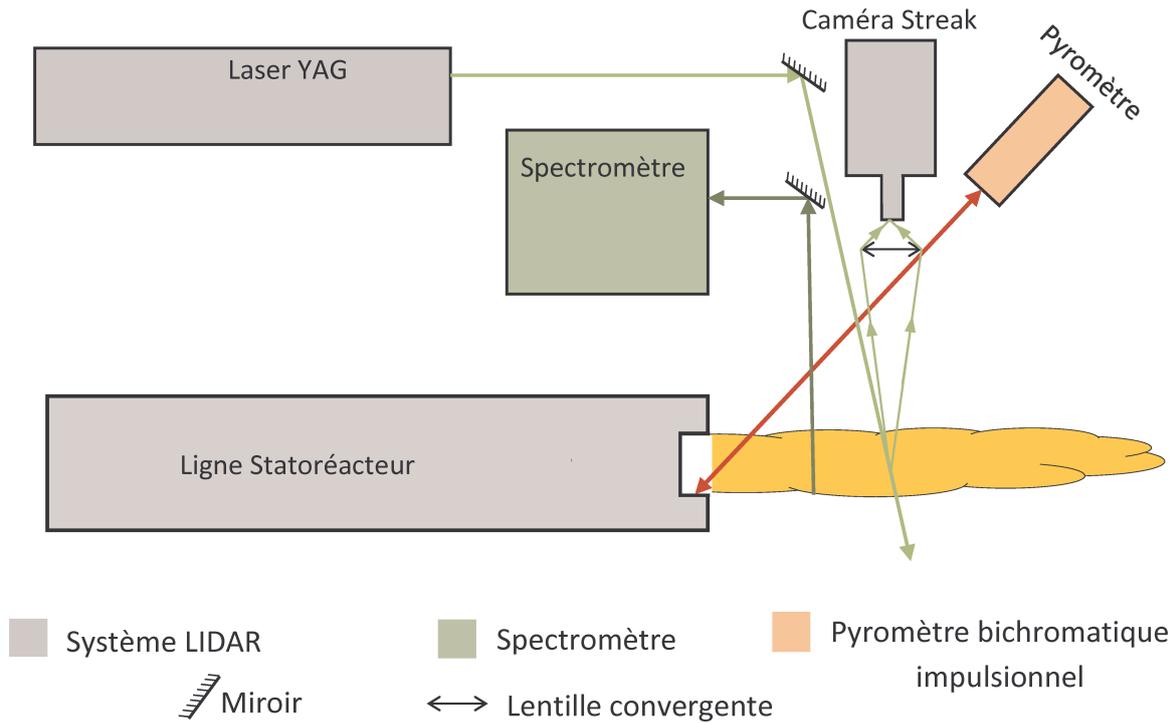


Figure 3.11 : Schéma de la mesure couplée avec le pyromètre [38]

### 3.1.3 Description des essais

Les essais ont été réalisés sur un banc d'essais statoréacteur spécifique où l'intégration du système de mesure s'est faite sans problèmes particuliers.

#### 3.1.3.1 Matériel utilisé

Comme décrit précédemment, les principales contraintes de la mesure de température de paroi sont le bruit et les vibrations du banc ainsi que le contrôle à distance. La distance de mesure étant relativement faible, environ 2,50 m, l'appareillage s'en trouve simplifié. En effet, cette faible distance ainsi qu'un angle d'incidence de l'excitation laser proche de la normale à la surface implique des signaux de beaucoup plus grande amplitude que dans le cas des fours verriers. On peut alors utiliser le programme de détection synchrone développé au laboratoire. Ceci est valable pour la première campagne d'essai réalisée sur le prototype de statoréacteur hypersonique dont la paroi de sortie est activement refroidie par le combustible.

Le contrôle à distance se fait à l'aide d'un second ordinateur situé dans la salle de commande et relié à l'ordinateur situé dans le banc de mesure par l'intermédiaire d'une ligne Ethernet enterrée

Le matériel utilisé lors de cette campagne d'essai hypersonique est le suivant :

- Source laser CO<sub>2</sub> 25 W refroidie par eau ;
- Montage optique comprenant un miroir percé de renvoi, une lentille en quartz de focale  $f=20$  cm et une lame séparatrice de longueur d'onde de coupure  $\lambda_c=900$  nm ;
- Deux détecteurs quantiques Si situés de part et d'autre de la séparatrice pour les mesures à  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  ;
- Une carte d'acquisition /génération de signaux avec connectiques coaxiaux.
- Un programme de détection synchrone réalisé sous Labview permettant également la génération du signal de référence pour la source laser ainsi que l'enregistrement et le calcul en temps réel de la température de paroi ;
- Un ordinateur durci PC présent sur le banc d'essai pour le programme cité précédemment ;
- Un second ordinateur situé dans la salle de commande pour le contrôle à distance.

L'appareillage complet permet d'obtenir trois voies de mesure de température différentes et simultanées, la température en bichromatique impulsionnel ainsi que les deux voies en monochromatique impulsionnel permettant de comparer les différentes méthodes ou de travailler simultanément en monochromatique.

Voici ci-dessous le schéma de l'installation (cf. figure 3.12) ainsi que des clichés de l'appareillage sur le banc d'essais hypersonique (cf. figure 3.13 et 3.14) :

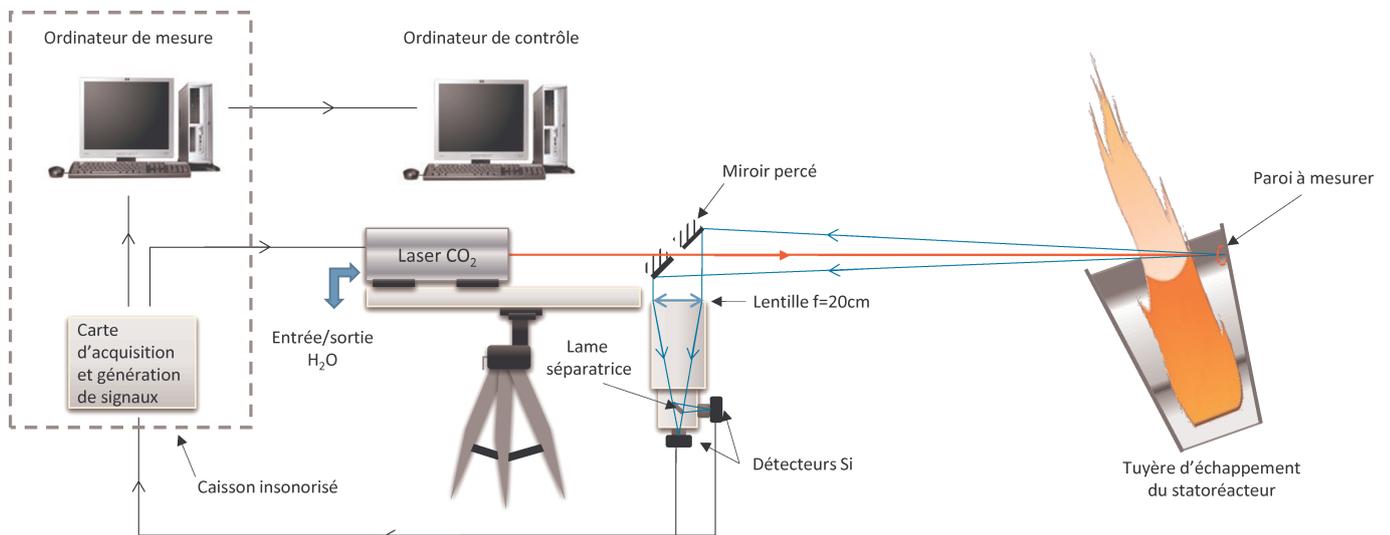


Figure 3.12 : Schéma de l'appareillage sur le banc d'essai hypersonique



Figure 3.13 : Cliché de l'appareillage sur le banc d'essai hypersonique (vue 1)



Figure 3.14 : Cliché de l'appareillage sur le banc d'essai hypersonique (vue 2)

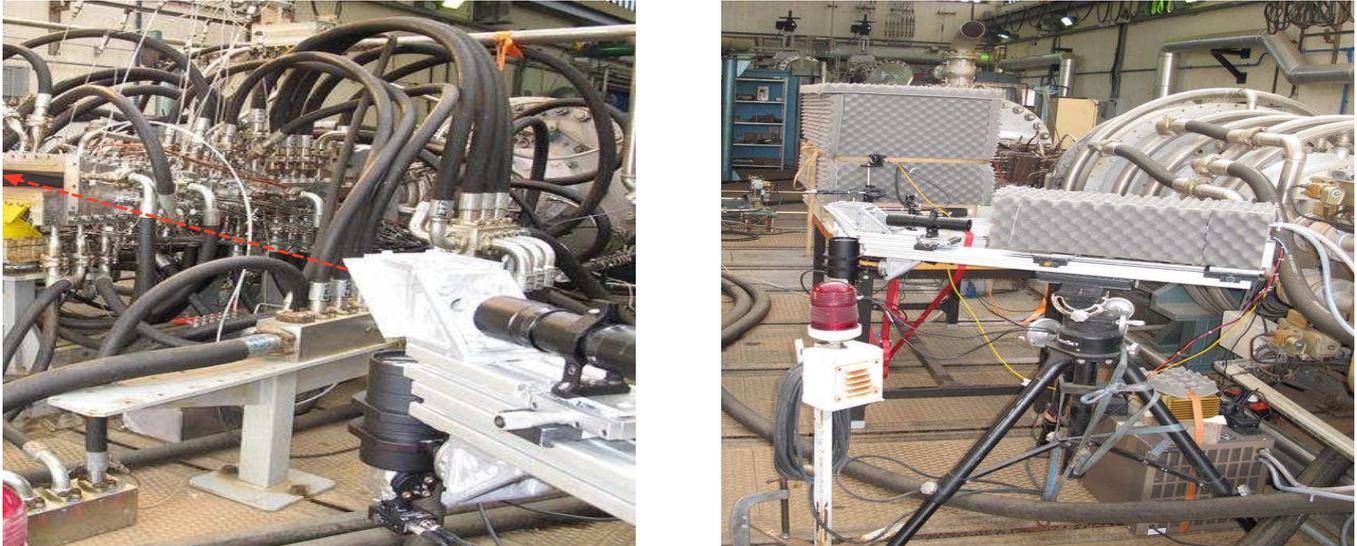


Figure 3.15 : Cliché de l'appareillage montrant l'axe de visée (à gauche) et la protection acoustique (à droite)

On notera le soin particulier apporté à la protection acoustique des éléments les plus sensibles comme la cavité laser et la chaîne de mesure (cf. figure 3.15). Les fixations sont également importantes étant donné les vibrations engendrées par le statoréacteur.

Une seconde campagne de mesure a également été menée mais cette fois si en configuration subsonique et puits de chaleur, exceptée la sortie de la tuyère refroidie à l'eau. Cette configuration servait à déterminer la tenue en température du matériau non refroidi de la chambre de combustion sur un essai court. Ce qui fut l'occasion de tester l'appareillage dans une configuration subsonique donc avec des valeurs de températures bien plus faibles. Ces faibles valeurs attendues ont nécessitées la modification de l'appareillage. Le programme utilisé en hypersonique est alors remplacé par deux détections synchrones analogiques (plus sensibles), nécessitant également l'emploi d'un générateur basse fréquence pour la pulsation de la source laser ainsi que la référence des détections synchrones. La chaîne de mesure est également améliorée avec l'utilisation d'amplificateurs et de filtres sur chacune des deux voies de mesures afin d'obtenir le meilleur signal possible.

Le matériel utilisé lors de cette campagne d'essai subsonique est le suivant :

- Source laser CO<sub>2</sub> 25 W refroidie par eau ;
- Montage optique comprenant un miroir percé, un second miroir de renvoi, une lentille en quartz de focale  $f=20$  cm et une lame séparatrice de longueur d'onde de coupure  $\lambda_c=900$  nm ;
- Un détecteur quantiques InGaAs pour la voie IR ( $\lambda_1$ ) et un détecteur quantique GaP pour la voie visible ( $\lambda_2$ ) situés de part et d'autre de la séparatrice ;
- Filtre passe-bande et amplificateur sur chacune des deux voies de mesures ;
- Un caisson de protection acoustique et thermique intégrant le matériel cité ci-dessus afin de limiter le bruit de mesure ;
- Deux détections synchrones analogiques ;

- Un générateur basses fréquences (GBF) ;
- Une carte d'acquisition /génération de signaux avec connectiques coaxiaux ;
- Un programme d'acquisition et calcul de la température de paroi en temps réel ;
- Un ordinateur PC durci présent sur le banc d'essai pour le programme cité précédemment ;
- Un second ordinateur situé dans la salle de commande pour le contrôle à distance.

L'appareillage comprend toujours les trois voies de mesure, bichromatique et monochromatique.

Voici ci-dessous le schéma de l'installation ainsi que des clichés de l'appareillage sur le banc d'essais subsonique :

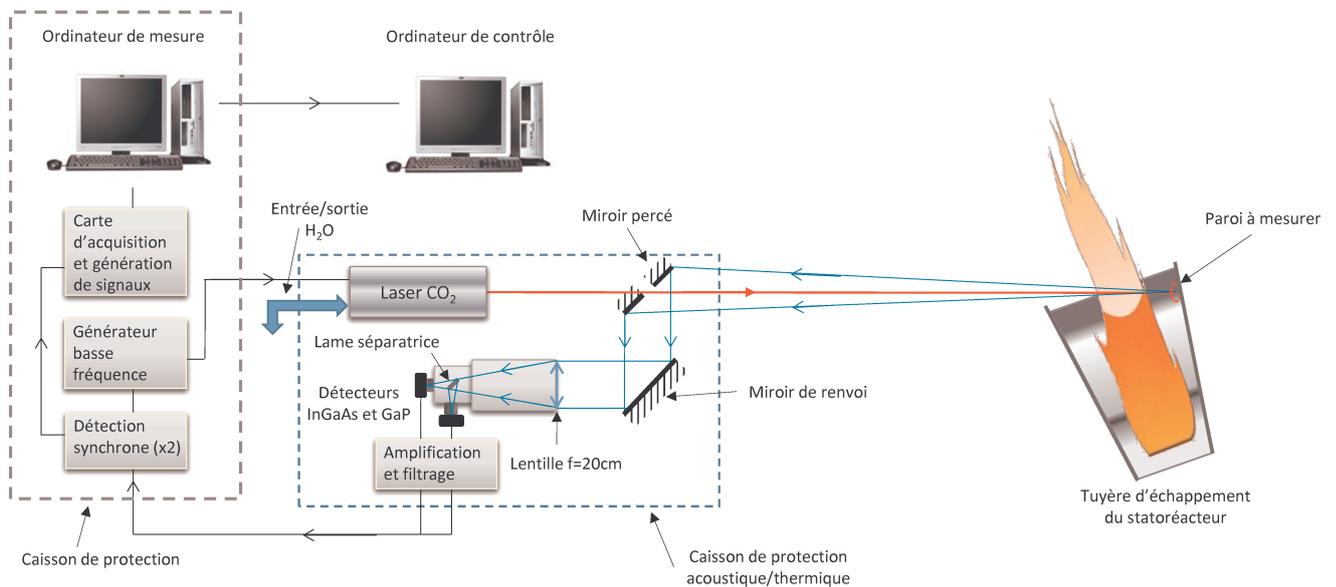


Figure 3.16 : Schéma de l'appareillage sur le banc d'essai subsonique



Figure 3.17 : Cliché de l'appareillage sur le banc d'essai subsonique (vue 1)



Figure 3.18 : Cliché de l'appareillage sur le banc d'essai subsonique (vue 2)

### 3.1.3.2 Protocole des mesures

Le protocole de mesure sur de tels bancs d'essais est particulièrement important. En effet, les gaz et combustibles utilisés sont très inflammables et explosifs. De plus les températures de flammes atteintes lors des essais hypersoniques peuvent dépasser les 2200°C. Le bruit très élevé est également dangereux pour l'oreille humaine, le seuil de douleur de 110-120 dB étant largement dépassé. Toutes ces raisons expliquent le contrôle à distance de l'appareillage qui doit être également sécurisé au niveau des fixations et éviter au maximum les éléments « volants » qui pourrait se transformer en projectiles.

L'étalonnage est réalisé sur place dans les deux cas afin d'être au plus près possible de la configuration et des conditions de mesures. La chaîne de mesure est également synchronisée avec les appareils de chez MBDA afin de bénéficier du même signal de départ.

Ce signal donne donc le départ de l'essai avec le démarrage de la soufflerie quelques secondes plus tard, le but de cette soufflerie étant de simuler la vitesse d'entrée initiale du statoréacteur d'environ Mach 1 nécessaire à son démarrage. L'allumage proprement dit du statoréacteur s'effectue plus tard, une fois les bonnes valeurs de débits, températures et pressions atteintes. Un exemple de protocole montrant les différentes phases est présenté ci-dessous :

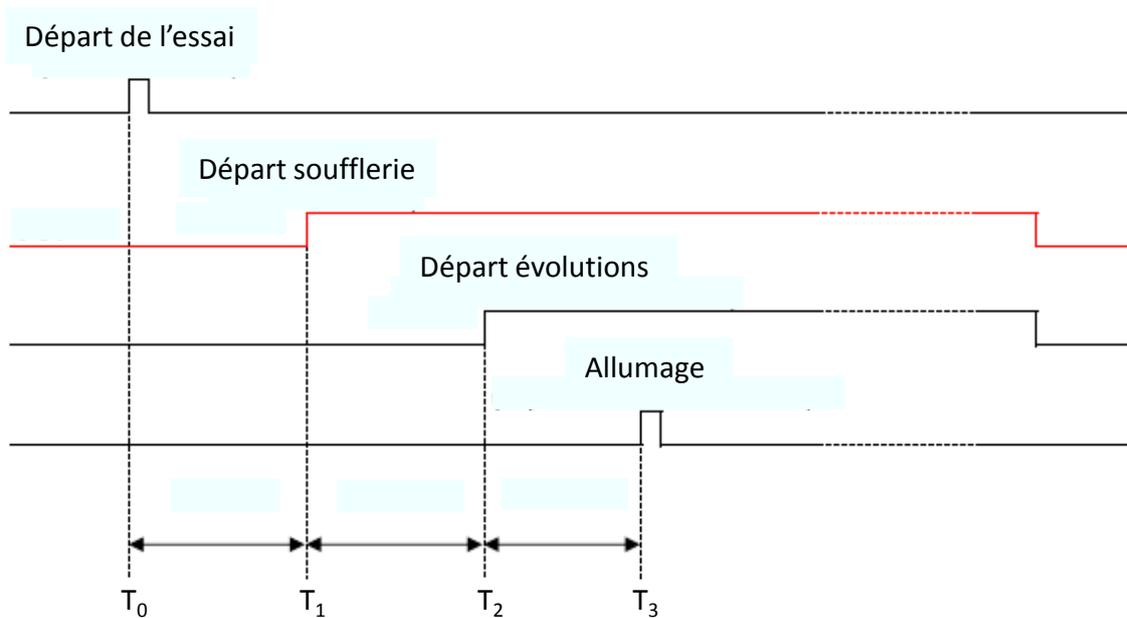


Figure 3.19 : Exemple de protocole de mesure

La durée de combustion va alors de quelques secondes à quelques minutes selon le type de configuration.

### 3.1.4 Résultat essai supersonique

Le matériel a résisté aussi bien pour les parties mécaniques, qu'optiques et électroniques au très haut niveau acoustique (supérieur à 180 dB).

La détection synchrone avait été réglée avec un temps d'intégration de 40ms et les résultats de la température de paroi de sortie du statoréacteur après traitement sont présentés sur la figure ().

On remarque que l'essai se divise en deux temps (cf. figure 3.20). Dans un premier temps la température est de l'ordre de  $100T_0$ , ce qui correspond à l'air réchauffé de la soufflerie juste avant l'allumage du statoréacteur. Elle passe ensuite à un ordre de  $180/200T_0$  correspondant à la phase de combustion.

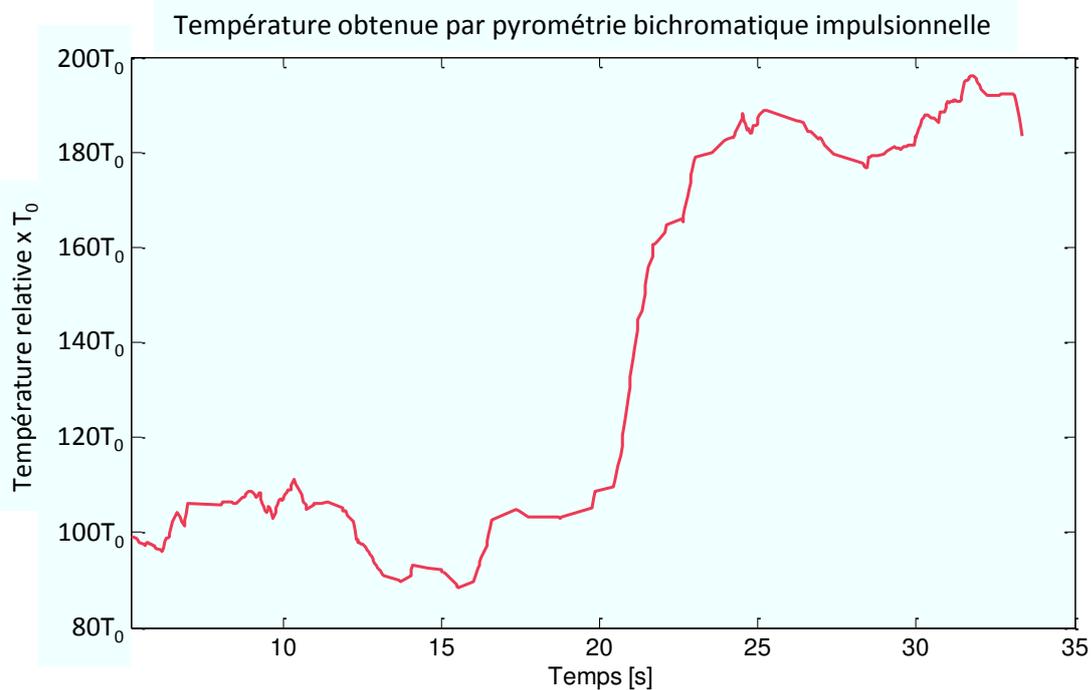


Figure 3.20 : Résultat de l'essai hypersonique

### 3.1.5 Analyse

Le résultat obtenu au cours de cet essai est satisfaisant compte tenu des conditions de mesures mais également du point de vue de température théorique attendue par MBDA de l'ordre de  $190T_0$ , pour une flamme kérosène-air d'environ  $220T_0$ . Les résultats bruts étant un peu bruités, la courbe obtenue a donc été lissée en réalisant une moyenne sur 3 secondes.

On remarque (cf. figure 3.21) les différents régimes de fonctionnement du statoréacteur avec la simulation d'air chaud à environ Mach 1 réalisée par la soufflerie afin de pouvoir allumer la torche, à  $t=20$  s environ. Suit la montée en température de la paroi de sortie de la tuyère jusqu'à environ  $190T_0$ , ce qui correspond à la valeur attendue avec précision de l'ordre de  $\pm 50^\circ\text{C}$  soit  $\pm 3\%$  environ. Ceci est probablement dû aux intenses vibrations rencontrées sur le banc lors de cet essai ainsi qu'à la fréquence d'acquisition de 100 Hz, nécessaire étant donnée la faible fenêtre temporelle de mesure et l'unique essai disponible, mais qui participe au bruit de mesure :

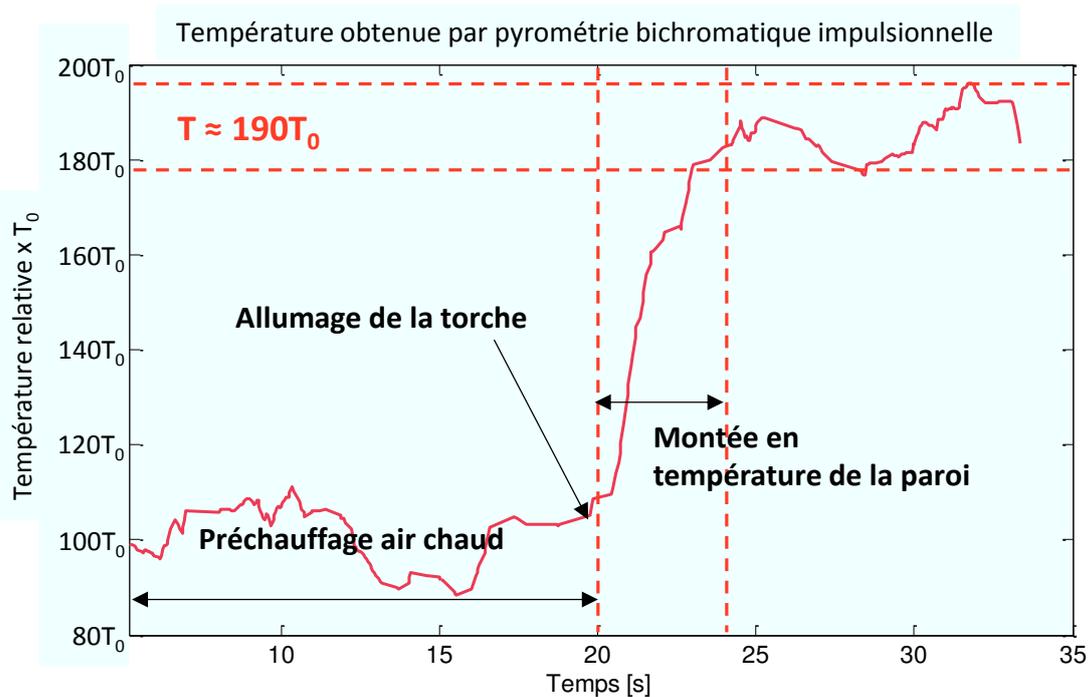


Figure 3.21 : Analyse de l'essai hypersonique

### 3.1.6 Résultat essai subsonique

Le matériel a une nouvelle fois résisté aussi bien pour les parties mécaniques, qu'optiques et électroniques.

La mesure de la température en bichromatique n'a cependant pas fonctionné du fait de la voie visible. Les températures mises en jeu pour cet essai étaient effectivement trop faibles pour que le rayonnement thermique soit assez intense dans le visible, d'où l'obtention de valeurs aberrantes en bichromatique. La voie infrarouge a cependant bien fonctionné et le résultat obtenu est présenté figure 3.22 après traitement.

Les détections synchrones avaient été réglées avec un temps d'intégration de 1 seconde afin de limiter au maximum le bruit de mesure.

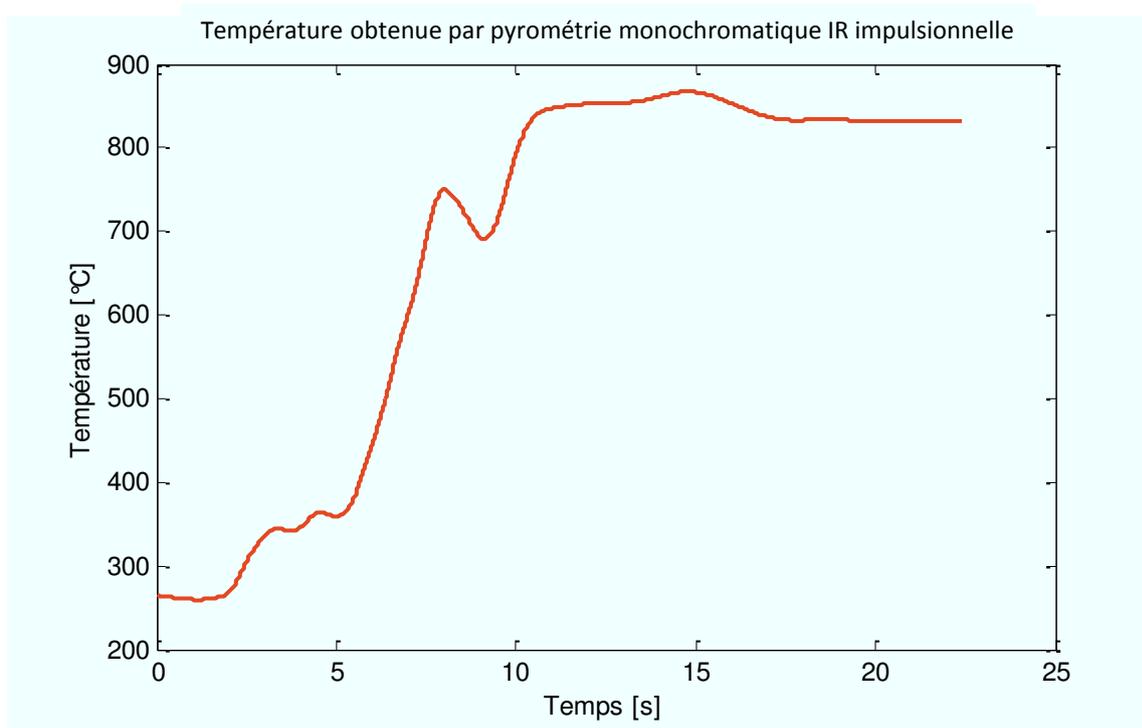


Figure 3.22 : Résultat de l'essai subsonique

### 3.1.7 Analyse

Le résultat obtenu au cours de cet essai est lui aussi satisfaisant compte tenu des conditions de mesures mais également du point de vue de la température attendue par MBDA qui cette fois est de l'ordre de 800°C comparé à une flamme kérosène-air d'environ 1700°C. Ceci est dû à la durée plus courte de l'essai et au refroidissement de la paroi (cf. figure 3.23).

On notera cependant que la mesure en pyrométrie monochromatique impulsionnelle est toujours perturbée par l'émissivité de la surface ainsi que par l'absorption de la flamme comme décrit dans le chapitre 1. Les résultats bruts étant là aussi un peu bruités, la courbe obtenue a également été lissée (moyenne sur 3 secondes comme précédemment). On distingue une nouvelle fois les différents régimes de fonctionnement du statoréacteur avec la simulation d'air chaud à environ Mach 1 réalisée par la soufflerie afin de pouvoir allumer la torche, à  $t=5$  s environ. Puis la montée en température de la paroi de sortie de la tuyère jusqu'à environ 840°C, ce qui correspond à la valeur attendue. La précision est ici bien meilleure après lissage (de l'ordre de quelques degrés) notamment dû au fait que les vibrations étaient bien moins intenses en essai subsonique.

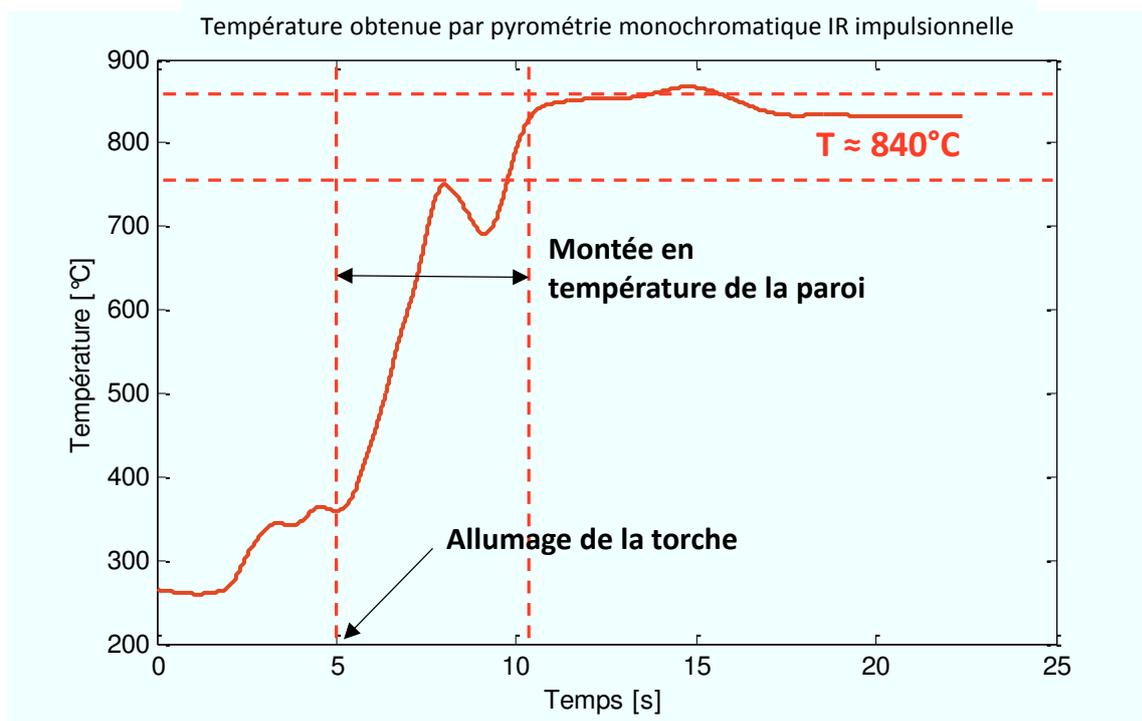


Figure 3.23 : Analyse de l'essai subsonique

### 3.1.8 Mesure spectrométrique

Dans l'optique de compléter la mesure réalisée en hypersonique, nous avons également étudié le facteur d'émission du matériau employé pour la paroi de sortie de la tuyère, grâce à un échantillon fourni par MBDA. La mesure de l'émissivité spectrale a été réalisée à l'aide d'une cuve à atmosphère contrôlée permettant de travailler à des températures extrêmes (de 5 à 2000K environ). Cette cuve, spécialement conçue au laboratoire [21] permet également de par sa conception de réduire les flux parasites au maximum et de faire le vide jusqu'à environ  $10^{-7}$  mbar (cf. figure 3.24). La mesure en elle-même se fait grâce à un spectromètre à Transformée de Fourier couplé à un détecteur quantique Si similaire à ceux utilisés en pyrométrie pour la partie détection. Un hublot en polyéthylène diamant permet de faire sortir le signal provenant de l'échantillon placé dans l'enceinte en direction du spectromètre à transformée de Fourier Magna IR 550 de marque Nicolet qui va le faire interférer (cf. figure 3.25).

Afin d'obtenir les émissivités totales et spectrales, nous supposons les flux parasites constants entre deux mesures de luminance. Réduire fortement l'émissivité de toutes les parties de l'enceinte a pour conséquence de réduire les flux parasites, mais il est alors difficile d'avoir des flux parasites constants entre chaque mesure (l'échantillon est alors la principale source de flux parasites du fait des réflexions multiples). La double enceinte est peinte avec une peinture noire mate très diffusante (peinture Velvet) dont le facteur de réflexion diffus est inférieur à 2% ce qui fait que l'émissivité de la double enceinte est proche de 1 du fait de la peinture et de la géométrie de celle-ci. La double enceinte ayant un fort coefficient d'absorption, elle sert d'absorbeur et a donc un rôle de régulation des flux parasites.

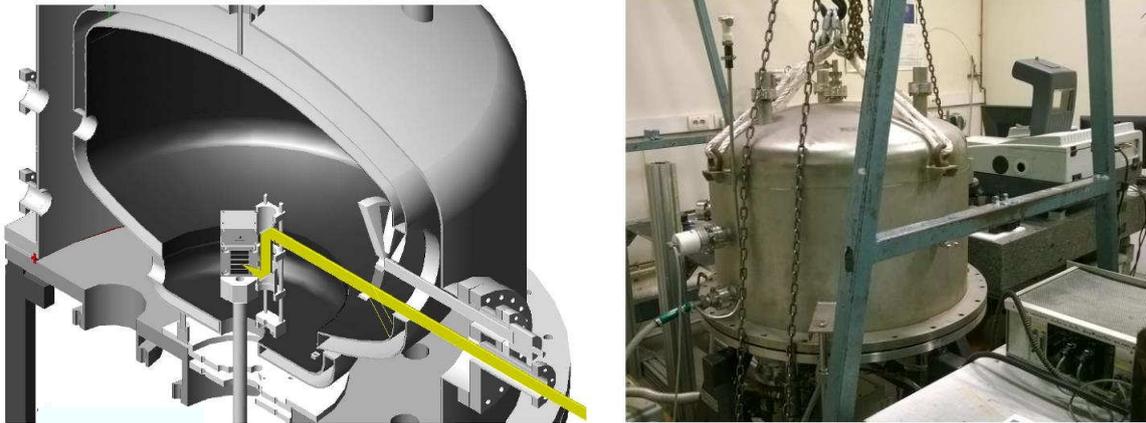


Figure 3.24 : Représentation 3D de la cuve (à gauche) [21] et cliché (à droite) au laboratoire

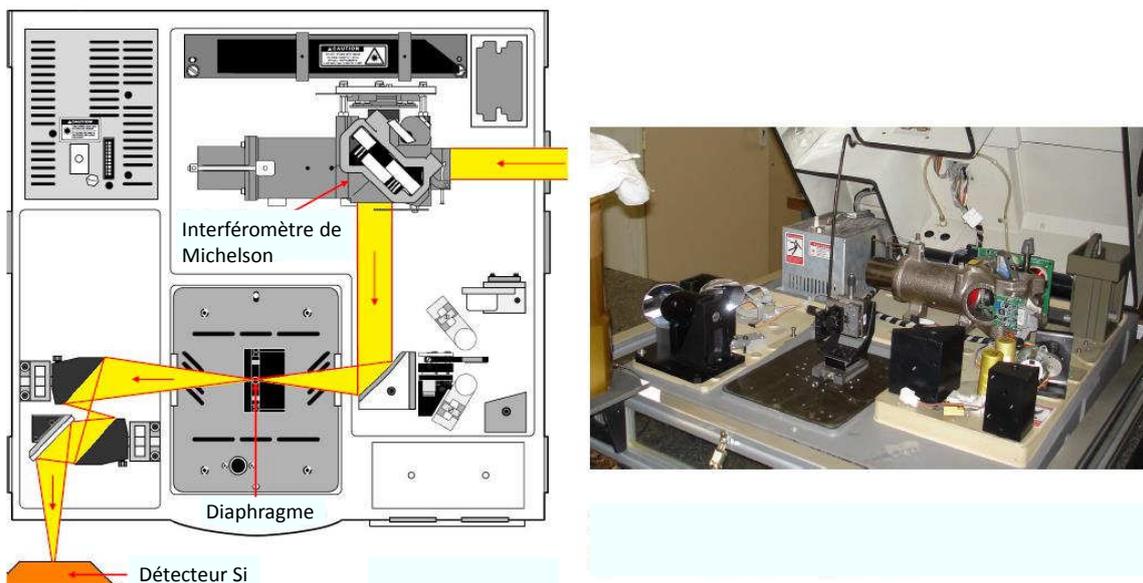


Figure 3.25 : Schéma du spectromètre (à gauche) et cliché (à droite) au laboratoire [21]

L'échantillon à caractériser représente un morceau de la paroi en composite de la sortie de la tuyère de dimensions 7mm x 7mm x 3mm environ. Il est alors placé au centre de l'inducteur du four à induction, permettant de la chauffer jusqu'à 1600°C environ, la température étant contrôlée par comptage de photons (cf. figure 3.26). L'atmosphère contrôlée est remplie d'azote une fois le vide fait afin d'éviter une dégradation trop importante due à la réaction de l'échantillon porté à haute température avec l'oxygène de l'air.



Figure 3.26 : Cliché de l'échantillon (à gauche) et cliché de l'installation dans l'inducteur de la cuve (à droite) au laboratoire

Voici les résultats obtenus pour quatre températures différentes dans la gamme de longueurs d'ondes  $0,35\lambda_0 - 0,6\lambda_0$  ( $\mu\text{m}$ ) :

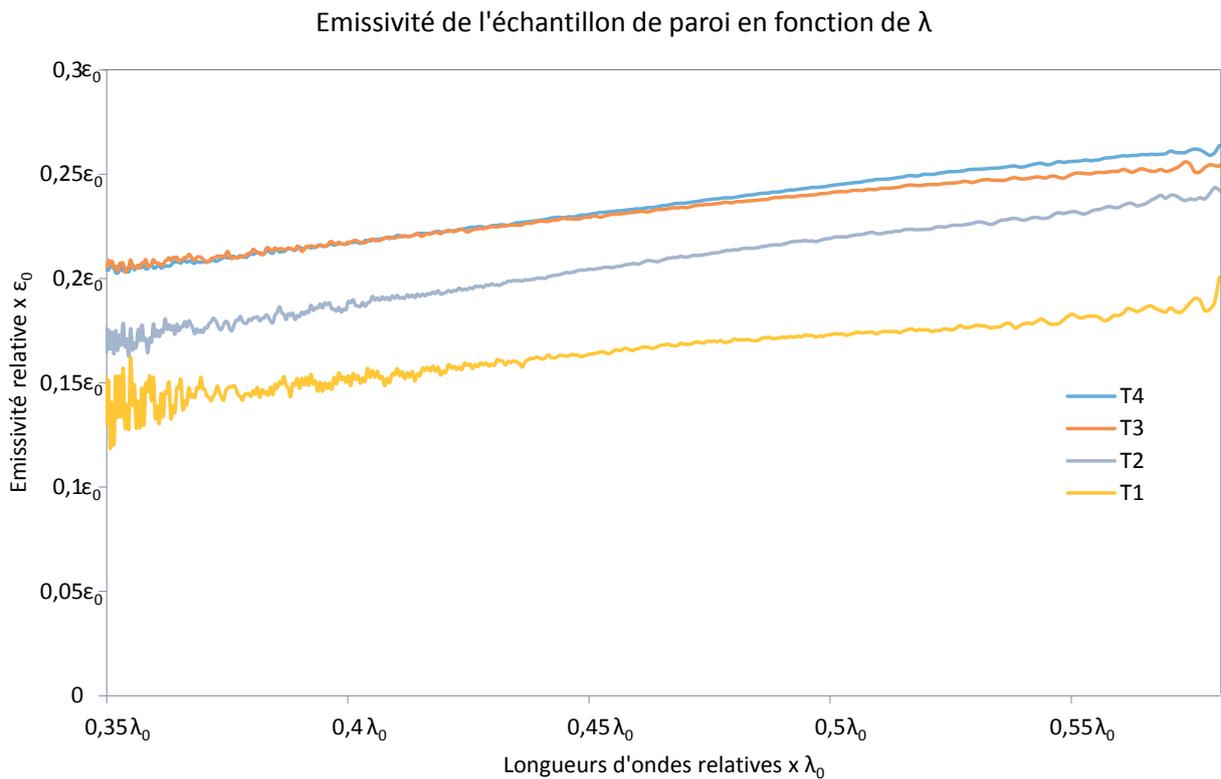


Figure 3.27 : Émissivité de l'échantillon en fonction de la longueur d'onde pour différentes températures

On remarque (cf. figure 3.27) que l'émissivité du matériau a tendance à augmenter linéairement dans l'intervalle de longueur d'onde considéré, variation que l'on peut considérer comme négligeable au voisinage d'une valeur de  $\lambda$ . Ce qui est le cas lors des mesures bichromatiques, la lame dichroïque séparant les signaux à  $\lambda_c=900\text{nm}$ , les valeurs d'émissivité bougent très peu autour de cette valeur, l'erreur induite par l'émissivité changeante est donc minime. L'approximation consistant à considérer le rapport  $\varepsilon_1/\varepsilon_2$  égal à 1 est donc vérifiée pour ce cas particulier.

### 3.1.9 Conclusions et perspectives

Les campagnes de mesures réalisées sur les bancs d'essais statoréacteurs ont donc été satisfaisantes, mis à part l'essai subsonique où la voie de mesure dans le visible ne bénéficiait pas d'assez de signal à ce niveau de température résultant de la très courte durée de la combustion et au refroidissement par eau de la paroi. L'essai le plus important, aussi bien pour MBDA que pour les conditions de mesures reste néanmoins l'essai supersonique qui a parfaitement fonctionné. La sensibilité de l'appareillage a donc permis de déterminer la température de paroi de sortie de la tuyère du prototype de statoréacteur hypersonique sans être gêné par la flamme du statoréacteur, le fort bruit acoustique, les vibrations du bancs ou le contrôle à distance de l'ensemble de l'appareillage. L'ensemble a donc parfaitement résisté aux conditions extrêmes de mesures sur le banc avec des résultats en températures d'une précision de quelques dizaines de degrés qui s'accordent avec les estimations et calculs théoriques réalisés par MBDA en compte des différents réactifs de la combustion, de leur teneur et de la durée de l'essai. L'utilisation de la pyrométrie bichromatique active est donc un bon moyen de caractérisation thermique des matériaux soumis à d'intenses rayonnement et phénomènes absorbant où la majorité des systèmes de mesures optiques sont généralement gênés par l'émissivité changeante ou les réflexions sur la surface à caractériser.

L'utilisation de cet appareillage est donc envisageable pour ce type d'industrie. L'emploi d'une source laser de plusieurs Watts nécessite cependant une certaine connaissance et formation sur l'utilisation de ce type de laser afin que l'appareillage soit utilisable par un technicien. Typiquement, une réduction du poids et de l'encombrement est primordiale. La source laser peut également être réduite en coût et en encombrement pour les essais hypersonique. Le refroidissement par eau n'est pas ici nécessaire car les mesures sont faites à température ambiante (mise à part la température de flamme) et la puissance du laser peut également être diminuée étant donné que l'on atteint des températures supérieures à  $1500^\circ\text{C}$ , le signal reçu est largement suffisant compte tenu également de la distance relativement courte.

## 3.2 Température de surface d'une barre d'acier en aciérie

### 3.2.1 Rappels techniques et historiques

L'industrie métallurgique est particulièrement importante dans notre civilisation, particulièrement depuis la révolution industrielle en Europe puis partout dans le monde. En France, l'industrie métallurgique comprend les activités de fonte et de raffinage de métaux ferreux et non ferreux à partir de minerais, de fonte brute ou de ferraille, en utilisant des procédés électrométallurgiques et autres techniques métallurgiques. Elle comprend également la fabrication des alliages et superalliages de métaux en intégrant d'autres éléments chimiques aux métaux purs. Le résultat de la fonte et du raffinage, généralement sous forme de lingots, est utilisé dans les opérations de laminage, d'étirage et d'extrusion pour fabriquer des plaques, des feuilles, des bandes, des barres, des tiges, du fil ou des tubes, tuyaux, profilés creux et, sous forme fondue, pour fabriquer des pièces et autres produits de base en métal. En 2010, le secteur métallurgique français comptait 1010 sociétés employant 80 000 salariés pour un chiffre d'affaire de 34 milliards d'euros, ce qui prouve son importance même après le déclin de l'industrie minière.

L'origine de cette industrie commence avec celle du fer, métal présent sur la croûte terrestre sous forme de minerai dont l'utilisation remonte au néolithique (entre 4000 et 2000 ans avant notre ère), mais plus communément appelé « âge de fer », avec la maîtrise des processus de transformation du métal porté à haute température. Ces peuples vivaient alors dans le sud du Caucase, près de la mer Noire, l'un des objets en fer parmi les plus anciens jamais trouvés étant une dague du peuple Hittite et datée de -2500 ans. Le bronze prend néanmoins le dessus dans le bassin Méditerranéen à partir de -1500 av. J.-C. La production de fer connaît finalement ses premières grandes améliorations en Chine à partir de -1000 av. J.-C. grâce à l'utilisation d'argile pour chauffer le fer et la mise au point de puissants soufflets comme on peut le voir ci-dessous [39] :

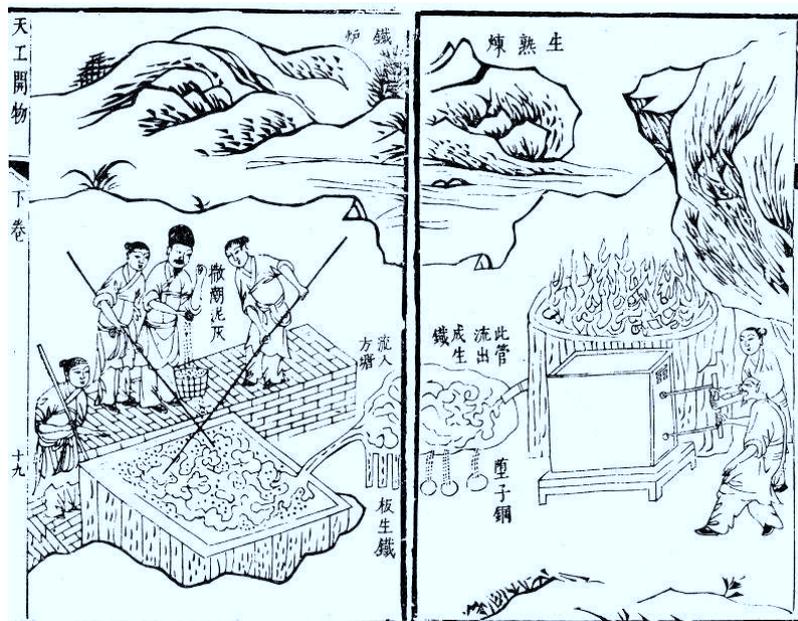


Figure 3.28 : Illustration chinoise représentant l'utilisation de soufflets [39]

Le procédé sera encore amélioré au premier siècle de notre ère avec l'invention du haut fourneau par le Chinois Du Shi qui améliore les soufflets existant avec l'utilisation de la force hydraulique.

En Europe le travail du fer est introduit aux alentours du VIII<sup>e</sup> siècle av. J.-C et se développe lentement durant la période romaine puis le Moyen-Âge. La qualité des métaux obtenus alors n'est pas extraordinaire car l'élaboration se fait alors à des températures inférieures à la température de fusion du fer (point de fusion à 1530°C) d'où la présence d'impuretés. Il faudra attendre le XII<sup>e</sup> siècle pour voir l'apparition des premiers hauts fourneaux (près de 1000 ans après les Chinois) et la généralisation du procédé durant le XV<sup>e</sup> siècle.

Les travaux scientifiques de personnes telles que Réaumur et Lavoisier au XVIII<sup>e</sup> siècle sont indissociables de la métallurgie actuelle puis de ce que l'on a appelé la sidérurgie (rationalisation de la production des métaux ferreux). Différents procédés se succèdent alors durant le XIX<sup>e</sup> et début du XX<sup>e</sup> siècle (on peut notamment citer les procédés Bessemer, le four Siemens-Martin ou encore le procédé Krupp-Renn) qui conduisent à l'aciérie moderne dans laquelle ont été conduites les mesures suivantes :



Figure 3.29 : Cliché de l'aciérie de Saint-Saulve (lefigaro.fr)

### 3.2.2 Enjeux de la mesure

Il existe à l'heure actuelle différents types d'aciérie dépendant de la géométrie du produit fini, principalement sous formes de tubes ou de plaques. L'essai présenté par la suite a été réalisé sur une barre d'acier dans l'aciérie de Saint-Saulve appartenant au groupe V&M (Vallourec & Mannesmann Tubes). Vallourec est spécialisé dans la fabrication de tubes en aciers sans soudures et de solutions tubulaires spécifiques, principalement destinées aux entreprises du marché énergétique (gaz, pétrole et énergie électrique). L'histoire de Vallourec remonte aux années 1890 avec la création des sociétés fondatrices dans le nord de la France. La fusion de ces sociétés puis leur introduction en bourse sous le nom de Vallourec se fait en 1957. Vallourec évolue en V&M Tubes en 1997 suite à l'alliance avec le groupe allemand Mannesmann-Röhrenwerke et devient alors le leader mondial du tube en acier sans soudure.

L'un des principaux enjeux du groupe V&M Tubes est le contrôle de la température des barres d'aciers sur l'ensemble de la chaîne afin de contrôler au mieux le procédé, à savoir la fusion de la matière première ainsi que la production naturelle de calamine en surface des barres. Ce contrôle de la température se fait au moyen d'une batterie de pyromètre mono et bichromatique répartis sur l'ensemble de la chaîne de production. Ces pyromètres en émission travaillent tous dans l'infrarouge (aux environs de  $1,5 \mu\text{m}$ ) comme il est de rigueur pour ce type de technologie. Le groupe rencontre cependant un problème majeur qui est dû au refroidissement des barres au début de la coulée. Ce refroidissement se fait à base d'eau et produit logiquement d'importants volumes de vapeur d'eau dense et donc composée de fines gouttelettes. Comme nous l'avons vu précédemment (chapitre 2), la vapeur d'eau dégrade le signal et donc fausse la mesure de température à cause de l'absorption de l'eau. Ce refroidissement se fait au tout début de la chaîne, lorsque les barres débutent ce que l'on appelle la « coulée continue courbe » (CCC).

Une fois la ferraille triée et chargé, elle est fondue dans un four électrique à une température de l'ordre de  $1600^\circ\text{C}$ . On coule ensuite l'acier dans une poche chauffante pour l'affinage : désulfuration, mise au point de l'analyse chimique, réglage de la température et traitement du calcium. La composition est ensuite placée en cuve de dégazage sous vide afin d'éliminer l'hydrogène, l'azote et l'oxygène et donc de maintenir la pureté de la composition en baissant également sa teneur en carbone. La composition est ensuite transvasée dans un déversoir, comprenant à sa suite les « lingotière » qui guident les barres d'acier. Commence alors la CCC à une température de l'ordre de  $1400^\circ\text{C}$ , que l'on peut apercevoir sur les clichés suivants (cf. figure 3.30).



Figure 3.30 : Clichés des lingotières durant la CCC

Durant la production, cet espace est alors rempli de vapeur d'eau, ce qui empêche de mesurer sans une grosse erreur avec les pyromètres usuels la température en début de coulée.

Les principaux enjeux de cette mesure sont donc les suivants :

- Mesure de température de surface d'un solide à haute température ;
- Domaine de température attendue allant de 1200 à 1400°C ;
- Mesure à une distance d'environ 2,5 mètres imposée par la géométrie des lieux ainsi que les consignes de sécurité ;
- Mesure à travers des dégagements de vapeur d'eau ;
- Mesure à travers un hublot de diamètre 10cm ;

### 3.2.3 Description de l'essai

#### 3.2.3.1 Matériel utilisé

Comme décrit précédemment, le principal enjeu de cette mesure est le fort volume de vapeur d'eau présent ainsi que la géométrie de la configuration rendant les réglages compliqués.

Le matériel utilisé lors de cette campagne d'essai est le suivant :

- Source laser CO<sub>2</sub> 25 W refroidie par eau ;
- Montage optique comprenant un miroir percé, un second miroir de renvoi, une lentille en quartz de focale  $f=20$  cm et une lame séparatrice de longueur d'onde de coupure  $\lambda_c=900$  nm ;
- Une photodiode à avalanche pour la voie IR ( $\lambda_1$ ) et un détecteur quantique GaP pour la voie visible ( $\lambda_2$ ) situés de part et d'autre de la séparatrice ;
- Filtre passe-bande et amplificateur sur chacune des deux voies de mesures ;
- Un caisson de protection acoustique intégrant le matériel cité ci-dessus afin de limiter le bruit de mesure ;
- Deux détections synchrones analogiques ;
- Un générateur basses fréquences (GBF) ;
- Une carte d'acquisition /génération de signaux avec connectiques coaxiaux ;
- Un programme d'acquisition et calcul de la température de surface en temps réel ;
- Un ordinateur type PC durci pour le programme cité précédemment.

Voici ci-dessous le schéma de l'installation ainsi que des clichés de la configuration :

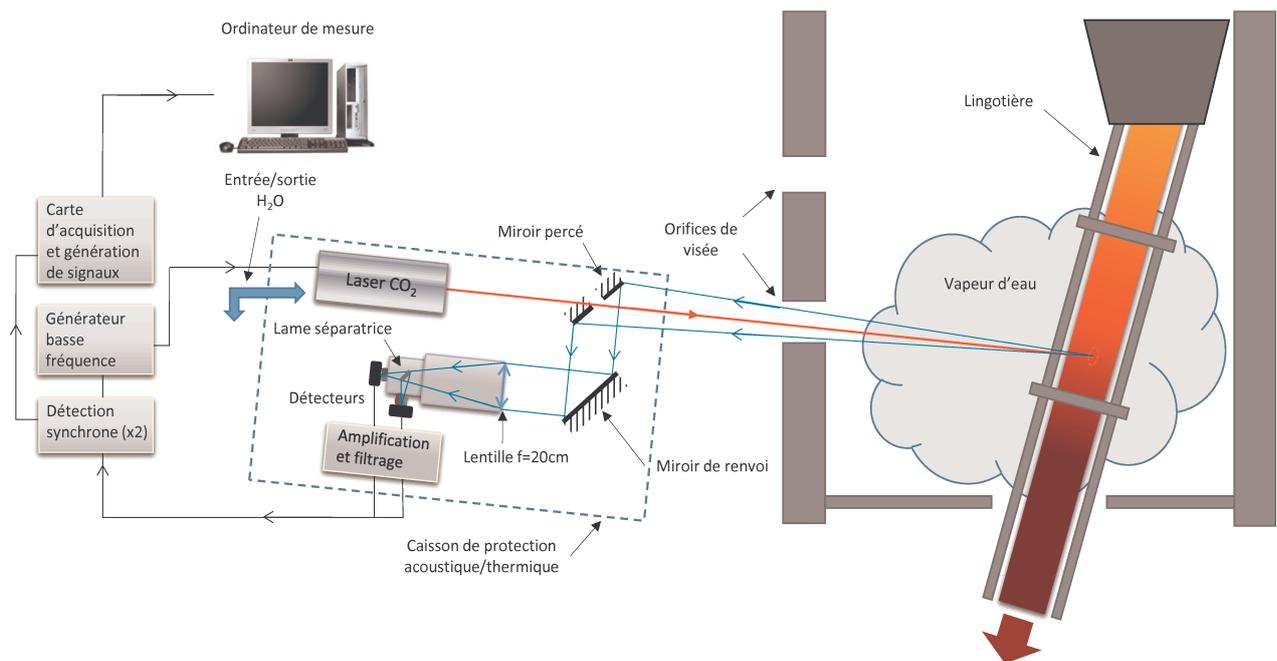


Figure 3.31 : Schéma de l'appareillage devant la lingotière



Figure 3.32 : Clichés de la configuration de mesure avec les hublots de visée (à gauche) et la lingotière (à droite)

### 3.2.3.2 Protocole de mesure

Pour des raisons évidentes de sécurité (espace confiné, importante masse d'acier à 1400°C environ et fort dégagement de vapeur d'eau) les mesures ne peuvent se dérouler dans cet espace, d'où l'emploi d'orifices de visée (cf. figure 3.32) situés à environ 2,50m de distance du point de visée situé sur l'une des barres d'acier provenant du déversoir.

La mesure attendue doit se passer en deux temps. Dans un premier temps la CCC commence sans dispositif de refroidissement afin de mesurer la température « à chaud » puis le refroidissement se déclenche avec l'apparition de vapeur d'eau, abaissant la température de l'acier « refroidi ». Le but étant de comparer les températures avant et après déclenchement du refroidissement ainsi que la capacité de l'appareillage à mesurer à travers la vapeur. La mesure se déroulant en site de production, la fenêtre temporelle de la phase « à chaud » est très réduite, 3 minutes au maximum, et sans possibilité de recommencer. En effet, Vallourec ne peut se permettre de couler sans refroidissement plus longtemps sans risquer d'endommager le produit, et une fois la CCC lancée, celle-ci ne peut plus s'arrêter.

### 3.2.4 Résultat de l'essai

Le matériel n'a subi aucun dommage durant la mesure, la paroi protégeant plutôt bien de la chaleur dans les premières minutes de la mesure.

La configuration du montage rendant les réglages délicats ainsi que le peu de temps disponible n'ont cependant permis que d'utiliser la voie monochromatique infrarouge. Celle-ci a parfaitement fonctionnée et le résultat est présenté ci-après figure 3.33.

Les détections synchrones avaient été réglées avec un temps d'intégration de 1 seconde afin de limiter au maximum le bruit de mesure.

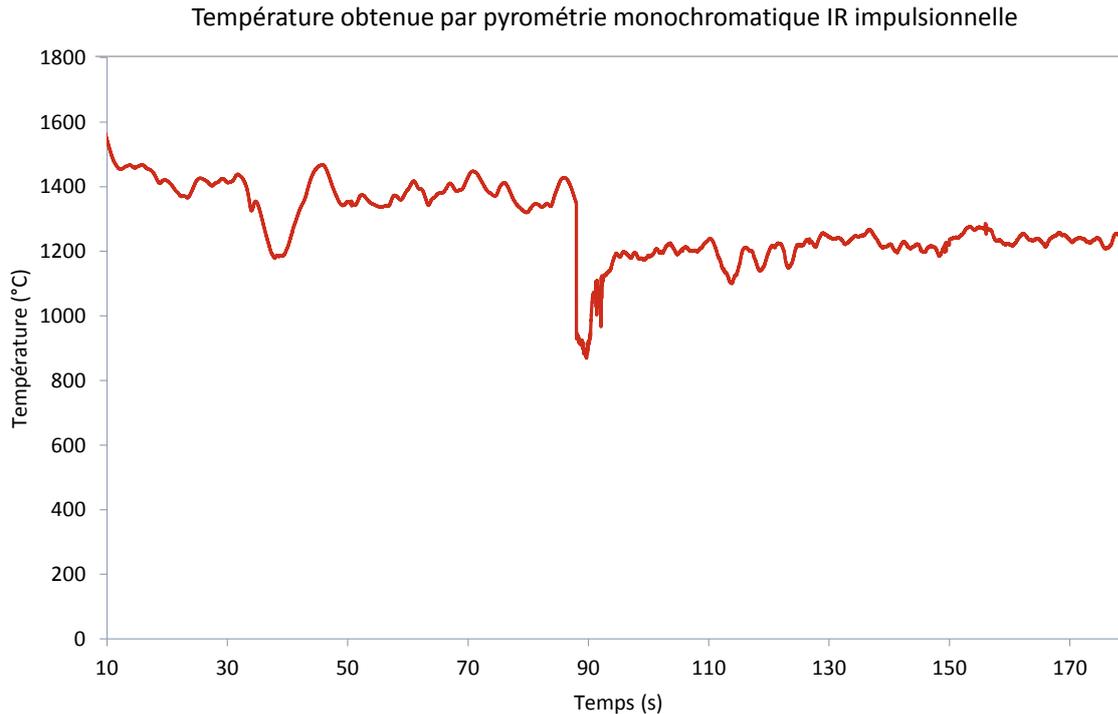


Figure 3.33 : Résultat de l'essai sur la barre d'acier

### 3.2.5 Analyse

Le résultat obtenu au cours de cet essai est satisfaisant compte tenu des conditions de mesures et du temps imparti mais également du point de vue de température théorique attendue par Vallourec de l'ordre de 1400°C, pour un début de CCC non refroidie. La fenêtre temporelle non refroidie est ici légèrement plus faible, de l'ordre de 90 secondes avant le début du refroidissement vers  $t=85$  s. On observe ensuite l'arrivée de la vapeur d'eau avec une baisse de la température d'environ 200°C car la température mesurée après  $t=100$  s se stabilise à 1200°C environ, ce qui semble légèrement sous-estimé par rapport à la température supposée de l'acier à la sortie de cet espace de refroidissement (cf. figure 3.34).

La température de départ est donc satisfaisante (quoique légèrement bruitée, avec un  $\Delta T$  de +/- 30°C soit +/- 2% en moyenne) mais la perte apparente de température est surestimée car elle prend en compte l'absorption par les gouttelettes d'eau, l'erreur due à l'émissivité du matériau ainsi que l'abaissement de la température de la coulée grâce au refroidissement, erreurs inhérentes à la méthode monochromatique impulsionnelle (chapitre 1). On notera également que la fréquence d'acquisition de 100 Hz amplifie le bruit de mesure. Celle-ci ayant été choisie afin d'acquérir le maximum de points sur l'unique fenêtre de mesure disponible. Une fréquence plus faible permettrait de réduire ce bruit, mais au détriment de la résolution temporelle.

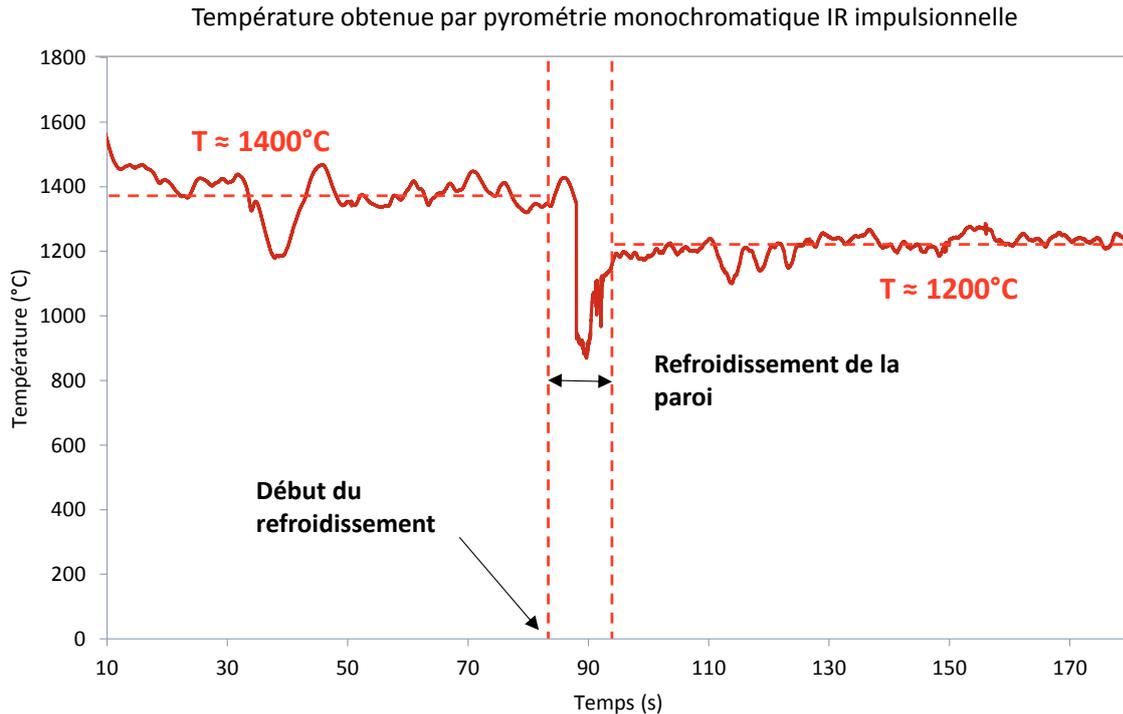


Figure 3.34 : Analyse de l'essai sur la barre d'acier

### 3.2.6 Conclusion et perspectives

Le résultat obtenu démontre donc la capacité de l'appareillage à mesurer une forte température à travers un intense brouillard de vapeur d'eau et ce même en monochromatique. La perte mesurée d'environ 200°C prend en compte toutes les sources d'erreurs et est par conséquent surestimée. On précise que l'utilisation de la pyrométrie monochromatique impulsionnelle ne pourrait être utilisée comme méthode de caractérisation dans ce cas précis étant donné lesdites sources d'erreurs. Concernant le bichromatique impulsionnel, il est à l'heure actuelle prévu de réitérer dans de meilleures conditions afin de pouvoir régler proprement toutes les voies de mesures.

L'utilisation d'un tel appareillage peut donc être envisagée pour cette application à la condition de réduire l'encombrement et le poids au maximum ainsi que l'utilisation. Cela permettrait au groupe de contrôler précisément la température de CCC au début de celle-ci et lors du refroidissement.





## Chapitre 4 : Détermination de la température de surface d'un diélectrique en fusion dans l'industrie verrière

Ce quatrième chapitre présente les études et résultats obtenus sur la mesure de température de surface d'un diélectrique en fusion dans le domaine de la recherche et en site de production dans l'industrie verrière française. Il décrit les enjeux de telles mesures, le détail des essais effectués ainsi que les résultats et leur analyse, en commençant par quelques rappels sur les matériaux diélectrique et l'histoire de l'industrie verrière dans notre pays.

### **Nomenclature :**

$\epsilon_r$  : Permittivité relative diélectrique.

$\epsilon$  : Permittivité absolue.

$f$  : Distance focale du système optique (cm).

$\lambda_c$  : Longueur d'onde de coupure de la lame dichroïque ( $\mu\text{m}$ ).

$\lambda_i$  : Longueur d'onde d'observation de la voie monochromatique  $i$ .

$\alpha\epsilon\tau$  : Coefficient regroupant les facteurs d'absorption, d'émission et de transmission du matériau étudié.

#### 4.1 Rappels théoriques sur les matériaux diélectriques

On appelle matériau diélectrique un matériau ne contenant pas de charges électriques susceptibles de se déplacer de façon macroscopique. C'est donc un milieu non conducteur. Le mot « diélectrique » s'emploie généralement comme adjectif, afin de qualifier une substance capable d'emmagasiner de l'énergie électrostatique, c'est-à-dire une substance à laquelle on peut appliquer un champ électrique élevé et sur laquelle on peut maintenir ce champ sans apport d'énergie extérieure. Par voie de conséquence, un matériau diélectrique doit être isolant. Un isolant possède peu de charges libres, lesquelles sont piégées à l'intérieur, contrairement à un matériau conducteur qui possède de nombreuses charges libres de se déplacer sous l'action d'un champ électromagnétique. La faculté d'un matériau à être isolant peut s'expliquer par la notion de bandes d'énergie. L'isolation électrique est rattachée à une grandeur physique mesurable, la résistance, qui s'exprime en ohms.

Les matériaux diélectriques les plus couramment utilisés sont le verre, les céramiques, la plupart des plastiques ainsi que les polymères.

Malgré l'impossibilité des milieux diélectriques de conduire le courant, ils présentent de nombreuses caractéristiques électriques. En effet les atomes qui constituent le matériau peuvent présenter des dipôles électrostatiques qui sont susceptibles d'interagir avec un champ électrique (cf. figure 4.1). Cette interaction se traduit par la création d'une polarisation reliée à ce champ électrique, au niveau microscopique, par une polarisabilité, et au niveau macroscopique, par la susceptibilité électrique.

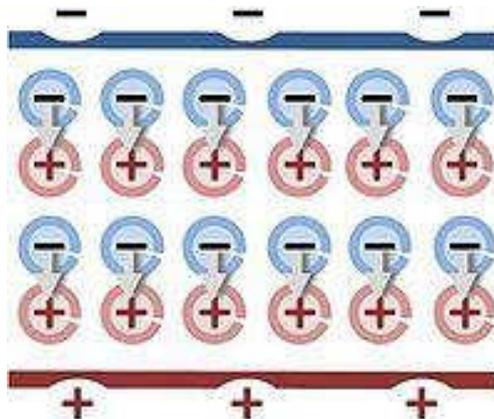


Figure 4.1 : Schéma de principe d'un matériau diélectrique

Les électrons présents dans un milieu diélectrique ne peuvent pas, par définition, se déplacer sur des grandes distances. Ils peuvent par contre présenter des mouvements d'amplitudes très petites à notre échelle, mais qui peuvent être à l'origine de nombreux phénomènes. Ces mouvements sont souvent des mouvements d'oscillation autour du noyau : le nuage électronique peut être déformé et ainsi créer un dipôle électrostatique. Il en va de même pour le déplacement global des atomes au sein du matériau (ils créent également des dipôles). Les matériaux diélectriques sont en particulier caractérisés par deux grandeurs physiques : leur rigidité diélectriques et leur permittivité diélectrique.

La rigidité diélectrique d'un matériau (mesurée en kV/mm) est la valeur maximale du champ électrique que l'on peut lui appliquer sans que se produise une dégradation irréversible nommée claquage ou perforation diélectrique rendant impossible une nouvelle application de la tension. Le claquage est précédé par une augmentation importante du courant circulant dans le matériau avec des conséquences thermiques destructives : fusion, évaporation, décomposition ou carbonisation.

La permittivité relative diélectrique notée  $\epsilon_r$  est un nombre sans dimensions. Elle se définit comme le rapport entre la capacité  $C_x$  d'un système d'électrodes immergées dans le diélectrique en question et la capacité  $C_v$  de la même configuration d'électrodes dans le vide :

$$\epsilon_r = \frac{C_x}{C_v} \quad (4.1)$$

La permittivité absolue  $\epsilon$  est le produit de la permittivité relative  $\epsilon_r$  par la constante diélectrique du vide  $\epsilon_0$  :

$$\epsilon = \epsilon_r \cdot \epsilon_0 \quad (4.2)$$

Avec  $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$  F/m

Nous nous intéresserons principalement au verre et à la céramique durant la suite de ce chapitre du fait des fortes contraintes thermiques de l'industrie verrière. Dans la pratique, les valeurs de rigidité et permittivité diélectriques de ces deux matériaux sont plutôt élevées.

## 4.2 Rappels historiques

Le verre est aujourd'hui présent partout et sous d'innombrables formes et couleurs. Il sert également dans de nombreux domaines des matériaux de construction, que ce soit pour l'isolation thermique ou électrique, jusqu'aux arts décoratifs. Le verre est un corps dur, homogène, inaltérable, élastique, fragile et non cristallin qui provient du refroidissement rapide de certaines substances après fusion, principalement du sable, de la soude et de la chaux. Il se présente sous forme opaque, translucide ou transparente, il est également malléable à chaud et susceptible d'un poli parfait. Les raisons de l'attrait pour ce matériau sont nombreuses. Il est relativement facile à fabriquer, les matières premières sont abondantes et bon marché, et il peut être recyclé et réutilisé indéfiniment. Il change peu avec le temps et n'est pas affecté par les matières corrosives, même par la plupart des acides. Le verre ne réagit pas avec son contenu, ne retient pas les odeurs et peut être complètement stérilisé. Les liquides et l'air ne peuvent le traverser, mais la lumière y pénètre facilement. De plus, le verre ne conduit pas l'électricité. Il peut par ailleurs être laminé, moulé, soufflé et coulé tandis qu'il est fondu, et on peut lui donner toutes les couleurs imaginables.

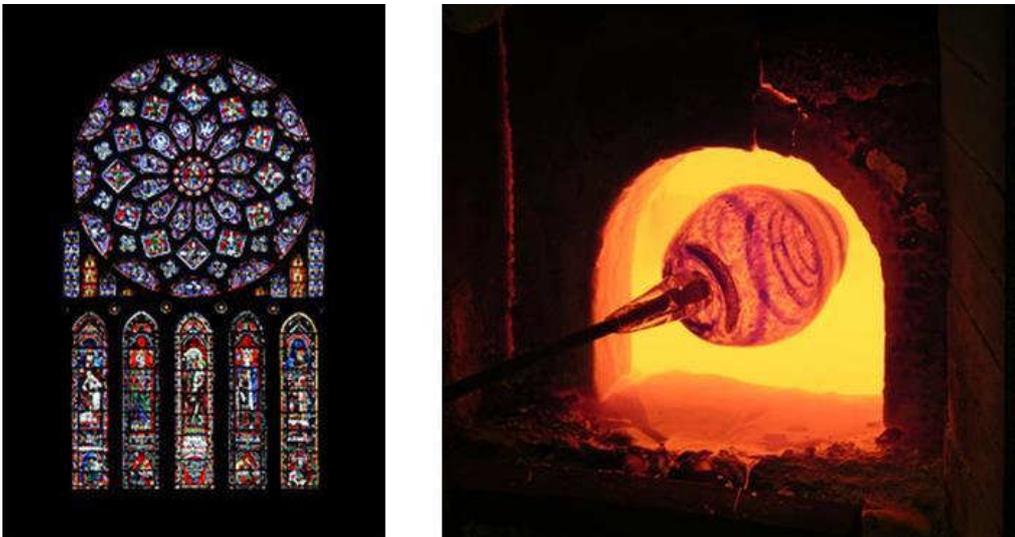
Le verre existe déjà naturellement depuis plusieurs centaines de milliers d'années et l'homme l'utilisa pour la première fois il y a 100 000 ans sous forme d'obsidienne (verre naturel d'origine éruptive) qu'il taillait alors grossièrement et de façon tranchante pour fabriquer des outils, des armes coupantes et, plus rarement, des bijoux. Les gisements naturels d'obsidienne étant en nombre limité, ce verre faisait alors l'objet de négoce.



Figure 4.2 : Cliché d'un outil en obsidienne

Selon l'historien romain Pline (*Naturalis Historica*, an 77 de notre ère), les premiers hommes à produire du verre furent des marins phéniciens. Ces derniers ayant établi leur camp sur une plage près de Belus en Asie Mineure et ne pouvant trouver de pierres pour constituer leur foyer, utilisèrent des blocs de soude. Avec la chaleur du feu, le sable et la soude se transformèrent en une pâte visqueuse et inconnue à laquelle les phéniciens donnèrent le nom de verre. Ceci reste considéré comme une légende, néanmoins celle-ci donne la recette de base du verre : sable et chaux. Les premiers objets en verre sont découverts en Egypte et datent de 3000 ans avant notre ère. On a également trouvés des objets en verre en Mésopotamie pouvant être plus anciens encore. Les premiers objets à vocation utilitaire sont également à mettre au crédit des Egyptiens : il s'agissait de

petites bouteilles et de gobelets. Ces objets sont moulés, l'artisan déposant la matière vitreuse dans un noyau d'argile et de sable dont elle épouse la forme. Cette technique se développe dans toute la zone méditerranéenne et le verre devient même transparent en Grèce sous le règne de Philippe II de Macédoine par l'adjonction de dioxyde de manganèse qui purifie le verre en éliminant les oxydes qui le coloraient jusque-là. La technique du soufflage du verre a ensuite été inventée à Babylone vers 350 avant notre ère. Cette technique qui évolua peu jusqu'au XVIIIe siècle consiste à recueillir la matière vitreuse en fusion ou paraison au bout d'une tige métallique creuse, la canne à souffler. L'artisan peut alors faire rouler la bulle de verre sur la table de travail (le marbre) afin de lui donner une forme symétrique. Les Romains firent alors venir des souffleurs de verre syriens et babyloniens et développèrent l'industrie de la vaisselle en verre. La chute de l'empire romain et la quasi cessation des échanges entre orient et occident entraîne un fort déclin de l'utilisation du verre en Europe, hormis pour les vitraux en France particulièrement.



*Figure 4.3 : Utilisation du verre pour des vitraux (à gauche) et de la cristallerie (à droite)*

L'art du verre fut en quelque sorte redécouvert à Venise au XIIIe et XIVe siècle grâce aux contacts que les Vénitiens entretenaient avec les Byzantins qui avaient su préserver leur savoir-faire. La chaux de soude fut développée par les artisans verriers de l'île de Murano vers 1450 ; et les Vénitiens donnèrent à leur verre fin et clair, le nom de cristallo pour verre cristallin. La technique se répandit alors rapidement dans toute l'Europe.

A partir du XVIIe siècle les Anglais ajoutent de l'oxyde de plomb dans la composition de base ce qui permet de solidifier le produit fini. C'est également à cette époque qu'est créée en France une industrie concurrentielle de la verrerie vénitienne. La Manufacture royale de glaces de miroirs est créée en 1665 sous le règne de Louis XIV par son ministre des finances Jean-Baptiste Colbert. Celui-ci, las de voir sortir de France des sommes considérables en échanges d'importation de miroirs de Venise, fit porter son effort sur le verre plat. Des gentilshommes verriers de Normandie se mirent à l'œuvre pour le compte de la Manufacture Royale des Glaces. En mettant au point le procédé de coulée, Louis-Lucas de Nehou eut l'honneur d'affranchir totalement la France des procédés vénitiens. Le verre fut également poncé et poli ce qui le rendait désormais complètement transparent. La Manufacture participa notamment à la réalisation de la galerie des Glaces du château de Versailles. Elle fut installée en 1693 en Picardie sur le site de l'ancien château médiéval de Saint-Gobain, qui

donnera son nom au futur groupe. Au XVIIIe siècle, la technologie du verre évolua rapidement. Les premiers moules apparurent en 1821 mettant fin au soufflage du verre pour les bouteilles et autres gobelets. Au XIXe siècle, c'est la technologie du verre plat qui s'améliora puis l'énergie hydraulique, l'énergie à vapeur et enfin l'énergie électrique, rendirent de plus en plus rapide et efficace le polissage de grandes plaques de verre. La France, la Belgique et l'Allemagne monopolisèrent la fabrication de plaques de verre jusqu'à la création en 1833 de la première usine américaine avec la Pittsburgh Plate Glass Company.

Au XXe siècle, la mécanisation s'accrut. Des machines permirent la production de rubans de verre sans fin, polis des deux côtés simultanément. Mais ce fut l'invention du procédé « Float » par Pilkington dans les années 1960 qui changea définitivement la face de l'industrie du verre plat. Cette technique consiste à faire flotter à la sortie du four en fusion sur un bain d'étain, en atmosphère contrôlée d'azote et d'hydrogène, un ruban de verre en continu. Furent également développées au XXe siècle des technologies, pour durcir le verre en le trempant mécaniquement ou chimiquement, pour le colorer afin de réduire la transmission de chaleur et de lumière, ou la pose de couches sur sa surface afin de refléter lumière ou conduire l'électricité.

A l'heure actuelle l'essentiel de la production de verre (notamment les bouteilles) est assurée par des fours verriers industriels sur lesquels portent les mesures suivantes.

### 4.3 Mesure de température de surface d'un bain de verre en fusion

Cette partie détaille la campagne de mesure de température de surface du bain de verre en fusion d'un four verrier sur site de production de verres creux (bouteilles).

#### 4.3.1 Enjeux de la mesure

Comme nous venons de la voir, les fours industriels sont aujourd'hui largement utilisés. Le principe même du four, consistant à élever la température d'un produit, est simple mais les dimensions et rendements des fours industriels rendent le fonctionnement ainsi que l'entretien compliqué. Le type de four auquel on s'intéresse est un véritable réacteur à l'intérieur duquel est élaboré le produit. Le four en question est situé à l'usine Verallia (qui appartenait au groupe Saint Gobain) de Chalon sur Saône. Créée en 1912 et spécialisée dans le verre creux (par opposition au verre plat des vitrage), c'est la plus grande verrerie de France et l'une des plus grandes d'Europe avec une production quotidienne de plus de deux millions de bouteilles.

Les fours sont appelés fours de fusion [40]. Ils fonctionnent en permanence et ont une durée de vie d'environ 15 ans. Ce sont eux qui assurent l'élaboration du verre de base à partir du mélange des matières première (également appelée « composition »). Cette composition comporte généralement :

- Du dioxyde de silicium  $\text{SiO}_2$  ;
- De l'oxyde de sodium  $\text{Na}_2\text{O}$  qui permet la fusion (notamment en abaissant le point de fusion du mélange), également appelé « fondant » ;
- De l'oxyde de calcium  $\text{CaO}$ , plus communément appelée « chaux vive », qui joue le rôle de stabilisant et évite une dégradation hydrolitique de la surface du verre.

Les canaux de conditionnement (appelés « feeders ») relient le four aux machine de formage. Les fours ou arches de cuisson éliminent ensuite les contraintes thermiques apparues lors du formage du verre. La gamme de production d'un four à flamme de ce type peut atteindre jusqu'à 1000 tonnes par jour. Les principaux éléments d'un tel four sont :

- Le bassin de fusion (où se trouve le bain de verre) ;
- L'avant-bassin ;
- Le système de chauffage ;
- Le système d'enfournement de la composition ;
- Et éventuellement un dispositif de dépollution des fumées.

La cuve principale constituée de briques réfractaires (sur lesquelles nous reviendrons plus précisément par la suite) pour l'isolation thermique comporte le bassin de fusion à l'extrémité duquel est introduite la composition et dans lequel se produit donc la fusion, l'affinage et l'homogénéisation, d'où le terme de réacteur précédemment employé ; elle comporte également l'avant-bassin qui sert de distributeur aux feeders (cf. figure 4.4).

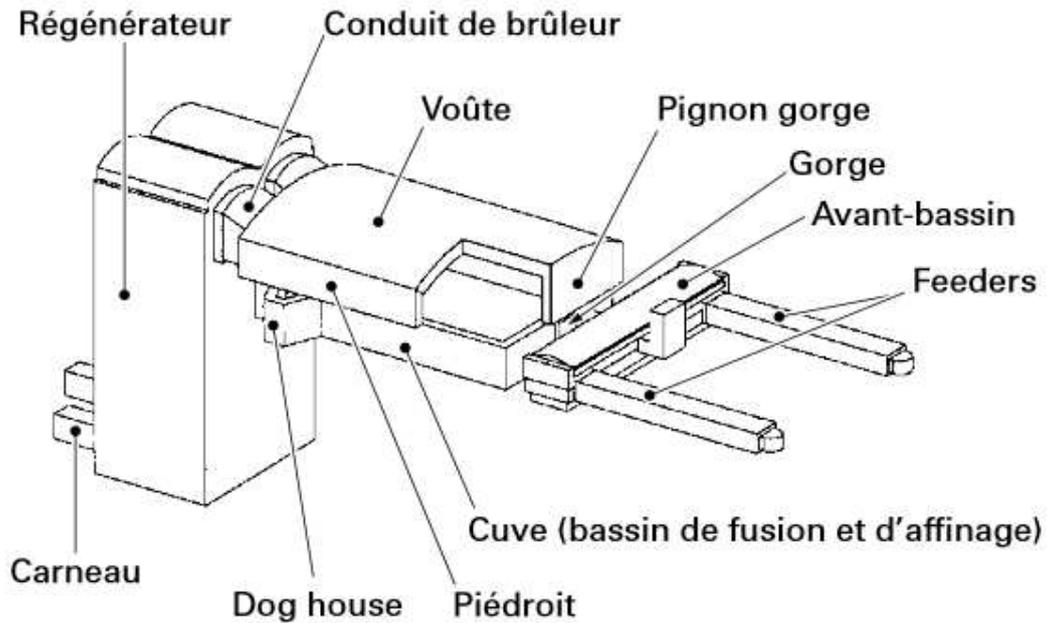


Figure 4.4 : Schéma d'un four de fusion verrier [40]

Le chauffage du verre est réalisé par des flammes qui se développent au-dessus de la surface du bain. Une partie de l'énergie thermique dégagée par la combustion est transmise directement au bain par rayonnement et convection, une autre partie est transmise à la voûte qui la restitue au bain par rayonnement. Le four sur lequel ont été réalisées les mesures utilise une flamme à combustible de type gaz naturel. La méthode la plus simple consistant à alimenter les brûleurs en air froid, on peut cependant préchauffer cet air de combustion ou utiliser de l'oxygène comme comburant afin d'augmenter la température de flamme selon la configuration choisie. Les fours à flammes sont donc généralement classés par leurs systèmes de combustion, chacun ayant leurs avantages et inconvénients :

- Les fours à brûleurs à air froid ;
- Les fours à régénérateur ;
- Les fours à récupérateurs métalliques ;
- Les fours à oxycombustion.

La figure 4.5 ci-après représente le schéma de fonctionnement d'un four à brûleurs à air froid, qui a l'avantage de représenter la base de tous types de fours à flamme auxquels ont été ajoutés des régénérateurs ou des récupérateurs ou encore des brûleurs spécifiques pour l'oxycombustion.

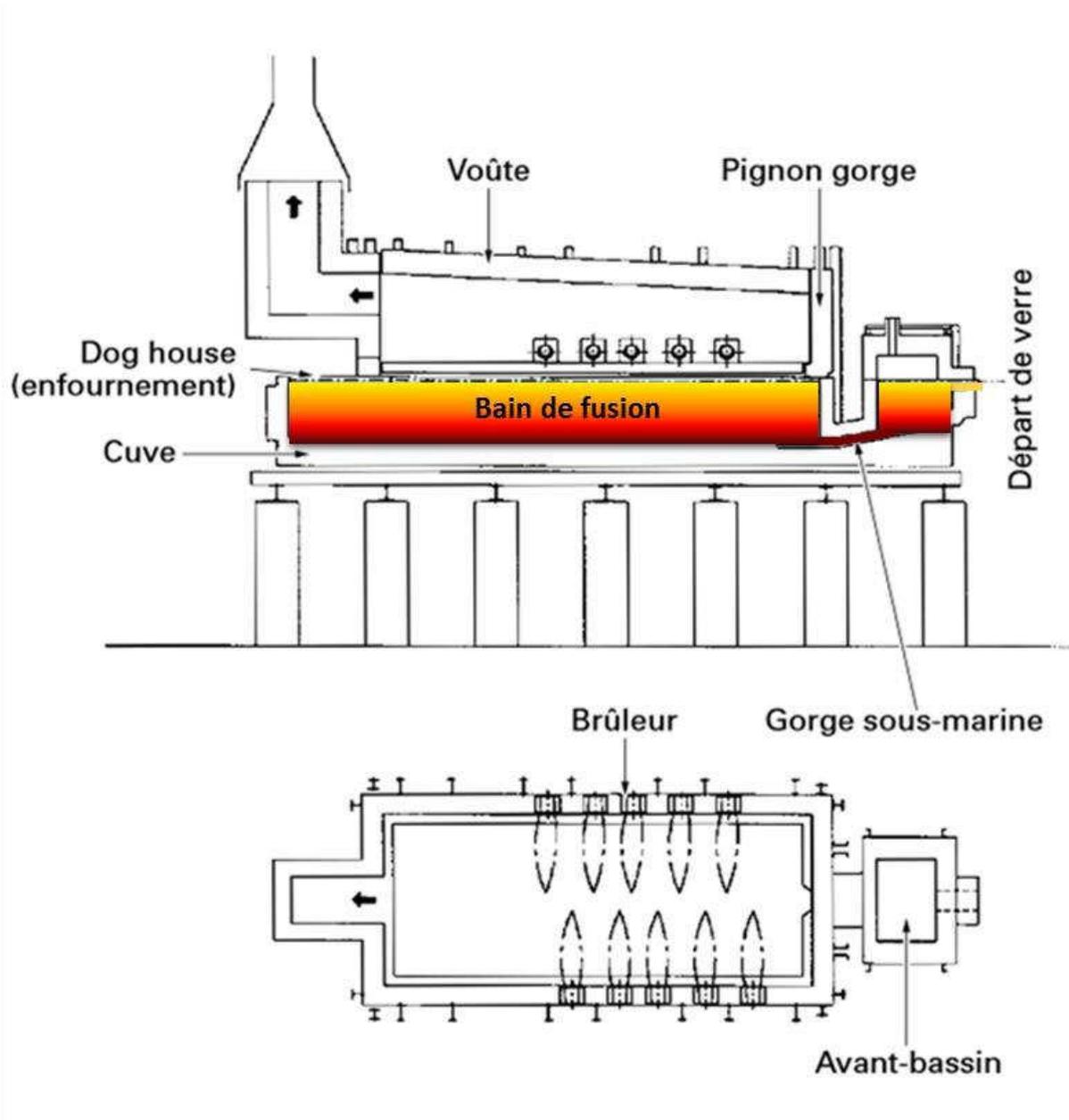


Figure 4.5 : Schéma de fonctionnement d'un four à brûleurs [40]

Tous les fours à flammes possèdent au minimum trois boucles de régulations :

- Une régulation de la pression du four, destinée à maintenir une pression constante au-dessus du bassin de fusion afin d'éviter toutes dépressions ou surpression pouvant provoquer d'importantes dégradations sur les matériaux réfractaires constituant le four ;
- Une régulation de la puissance de chauffage, destinée à maintenir à une valeur donnée constante la puissance de chauffage fournie au four en maintenant constant le rapport comburant/combustible ;
- Une régulation du niveau de verre, indispensable afin d'assurer une alimentation régulière aux machines se trouvant en aval du four.

En plus de ces trois boucles indispensables, il est possible d'envisager deux autres boucles :

- Une régulation de la température de l'avant bassin par capteur de température qui transmet la mesure à la régulation du système de chauffage ;
- Une régulation de la température du bain de fusion.

Les dispositifs asservissant la régulation de la puissance de chauffage à la mesure de la température sont peu utilisés car les résultats obtenus sont généralement médiocres. Effectivement, le bon réglage d'un four suppose l'établissement d'un certain profil de température dont un point de mesure ne constitue pas une bonne image. De plus, l'inertie thermique de la masse des matériaux réfractaires et du verre en fusion est considérable, et une variation de température est souvent la conséquence d'une perturbation survenue plusieurs heures auparavant, ce qui peut conduire le régulateur à agir à contretemps. Il est possible que le développement des techniques de « logique floue » puisse permettre de résoudre ce problème mais cela implique l'établissement d'un algorithme de régulation spécifique au four, opération longue et complexe. La modélisation mathématique est basée sur l'application des lois physiques et chimiques qui régissent les processus à l'intérieur du four. C'est la méthode la plus prometteuse. L'écoulement du verre est un problème de mécanique des fluides dont trois lois de conservation doivent être respectées : conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. Les équations qui expriment ces lois sont des équations différentielles, non linéaires et fortement couplées. Une solution analytique n'est possible que dans des cas très simplifiés.

Cela nous amène aux enjeux proprement dits de la mesure. Nous venons de voir que la modélisation mathématique bien que prometteuse reste complexe et empirique. Les autres méthodes de mesures existantes pour mesurer la température du bain de fusion sont les thermocouples et la pyrométrie monochromatique ou bichromatique en émission. Or, comme nous venons de la voir, l'énergie thermique est directement fournie par la flamme mais également par réflexion sur la voûte, autant de phénomènes perturbateurs pour les mesures en émission (cf. figure 4.6 et chapitre 1)

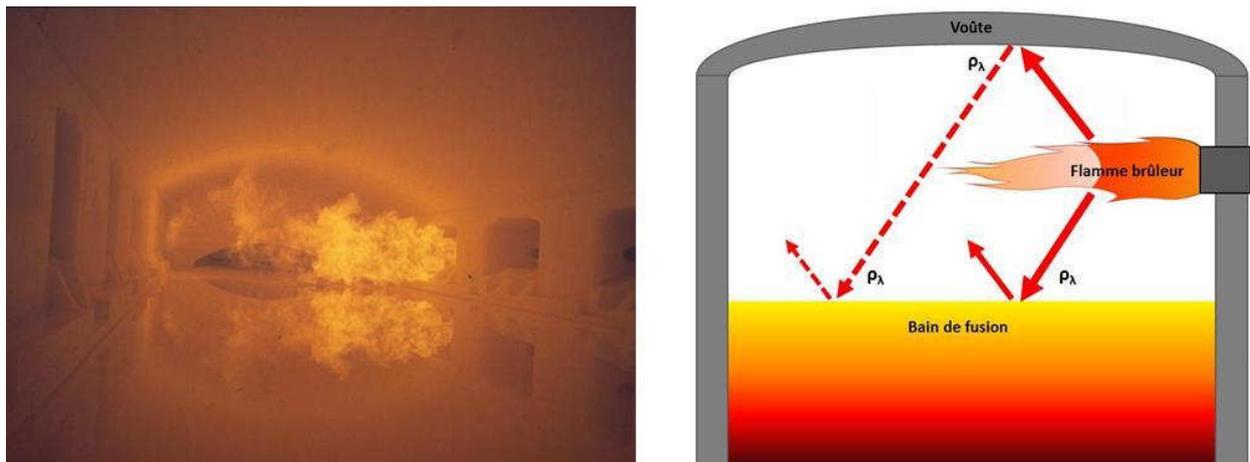


Figure 4.6 : Cliché (à gauche) et schéma (à droite) d'un bain de fusion et la voûte

En outre, le coefficient d'absorption du verre est particulièrement compliqué à déterminer étant donné qu'il varie d'une composition à l'autre et également en fonction de la température. Voici ci-après quelques exemples de coefficient d'absorption pour différents types de verres :

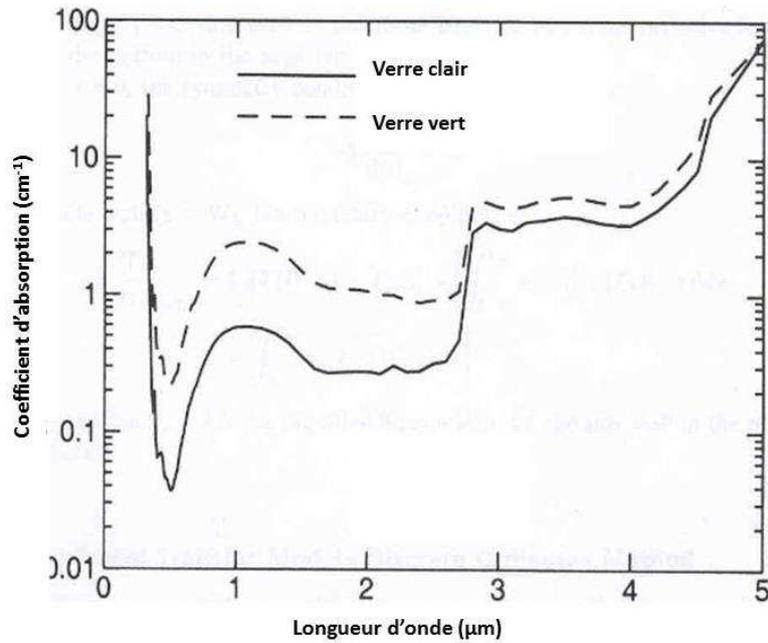


Figure 4.7 : Coefficient d'absorption de deux types de verre en fonction de la longueur d'onde à température ambiante

Ce coefficient d'absorption ne semble pas toujours connu aux hautes températures sur toute la gamme de longueur d'onde.

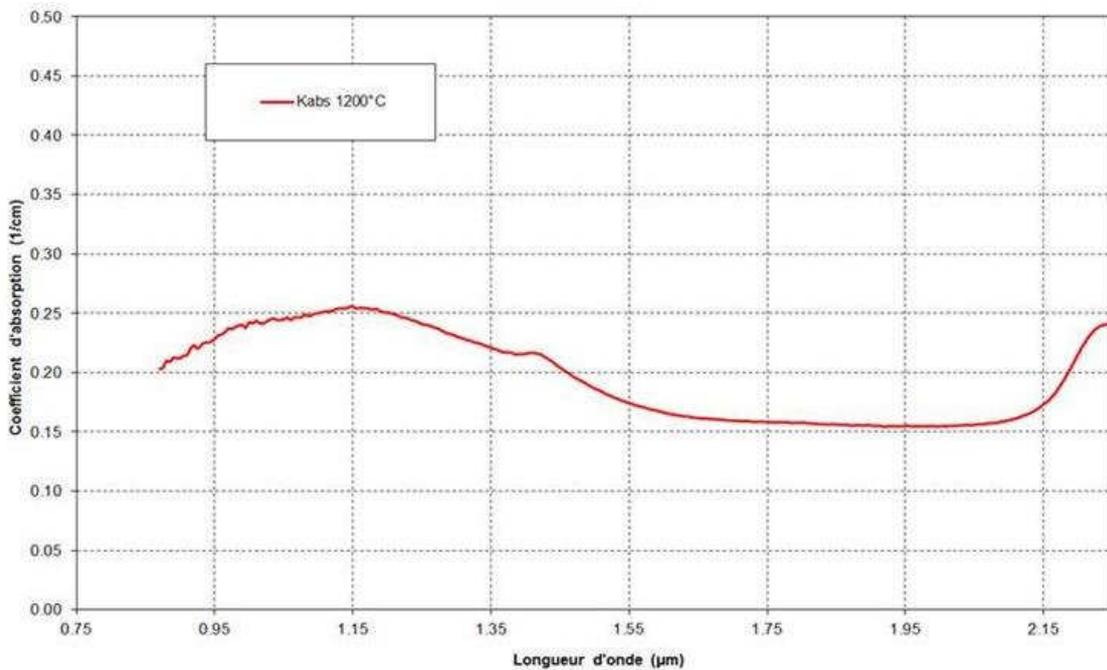


Figure 4.8 : Coefficient d'absorption d'un verre en fonction de la longueur d'onde à 1200°C (Saint Gobain)

Or, la caractérisation thermique du bain de fusion revêt une importance particulière. En effet, non seulement la connaissance cette température permet de contrôler la qualité du verre en sortie,

mais elle permet aussi de réguler le dispositif de chauffage. Cela peut donc permettre de réduire les dépenses en énergie dans le cas où le chauffage est légèrement trop élevé par exemple, sur un four fonctionnant en permanence et brûlant plusieurs dizaines de m<sup>3</sup> de gaz naturel quotidiennement l'économie réalisée à l'année est loin d'être négligeable. La durée de vie des réfractaires peut donc être optimisée par la même occasion. Enfin, la mesure de température de surface du bain peut également renseigner sur la formation de « mottes » ou croûtes légèrement plus basses en température à la surface du bain.

Les mesures ayant été réalisées sur un four en fonctionnement en site de production, les enjeux sont les suivants :

- Mesure à une distance de 6 à 7 mètres, imposée par la géométrie du four, à travers un hublot de 15cm de diamètre ;
- Très forte incidence de mesure, 83° d'inclinaison par rapport à la normale de la surface du bain (ou encore 7° d'inclinaison par rapport au plan horizontal)
- Mesure de la température de paroi à travers la flamme de chauffage (température de flamme d'environ 2000-2200K) ;
- Présence de vibrations mécaniques et acoustiques ;
- Forte chaleur ambiante, près de 60°C à proximité des parois externes du four.

L'incidence de la mesure prend ici toute son importance car même si les matériaux diélectriques présentent dans l'ensemble un comportement d'émission isotrope pour les angles inférieurs à 60°, il décroît alors vers 0 pour les directions émission rasantes (voir chapitre 2), avec 83° d'incidence le facteur d'émission est divisé par 2 environ comme le rappelle la figure 4.9 :

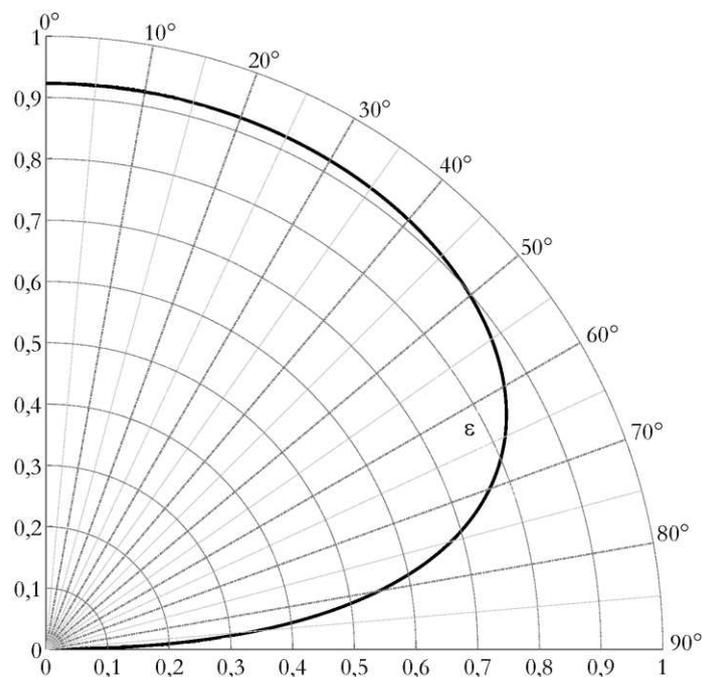


Figure 4.9 : Émissivité directionnelle spectrale d'un matériau diélectrique

Les clichés ci-dessous illustrent les enjeux de la configuration géométrique de la mesure :



Figure 4.10 : Cliché du hublot de mesure depuis l'extérieur du four

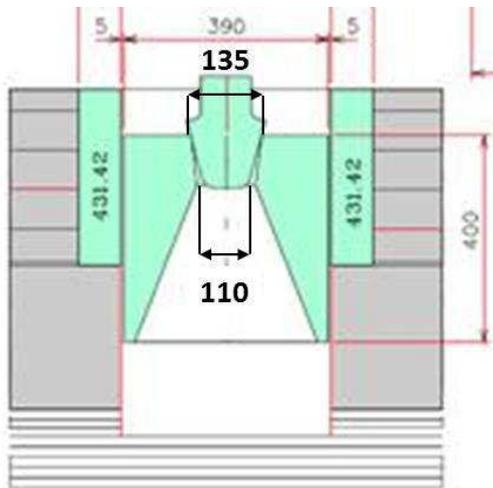


Figure 4.11 : Schéma des dimensions du hublot de mesure (à gauche) et cliché du hublot de depuis l'intérieur du four (à droite)

### 4.3.2 Matériel utilisé

Comme décrit précédemment, les principales contraintes de la mesure de température de surface du bain sont la configuration des lieux et la géométrie qui en découle. En effet la forte incidence a pour effet de projeter la tâche laser sur la surface du bain de sorte que, à environ 6 mètres de distance, l'angle solide se voit diminué ainsi que la quantité de rayonnement collectée par les détecteurs, d'un facteur 200 environ par rapport à une mesure avec incidence normale sur la surface. De ce fait, la chaîne d'acquisition est optimisée au maximum avec l'emploi des détections synchrones analogiques pour une meilleure sensibilité. Les deux voies de mesures sont également équipées de filtres et d'amplificateurs afin de tirer le meilleur parti du rayonnement collecté.

La température ambiante est également problématique pour les différents appareils utilisés, à commencer par la source laser. C'est pourquoi celle-ci fut choisie avec un refroidissement liquide par eau intégré (voir chapitre 2) afin de pouvoir supporter une température ambiante supérieure à 50°C. Afin de protéger au maximum le reste de l'appareillage, la plus grande partie des appareils est intégrée à l'intérieur d'un caisson comprenant une couche d'aluminium pour l'isolation électrique et acoustique, ainsi qu'une couche d'isolant thermique. Ceci n'étant pas suffisant comme les premiers essais l'ont démontré, le système étant installé à environ un mètre du hublot (et donc de la paroi externe du four), la température peut atteindre près de 70°C lorsque celui-ci est ouvert pour permettre la mesure. Un système annexe de refroidissement au moyen d'un tube vortex a également été installé. Le reste des appareils est contenu dans un autre caisson simplement régulé en température par l'air comprimé nécessaire au vortex, ceux-ci n'étant pas devant le hublot ils sont par conséquent moins sujets aux températures extrêmes.

Le matériel utilisé lors de cette campagne d'essai est le suivant :

- Source laser CO<sub>2</sub> 25 W refroidie par eau ;
- Montage optique comprenant un miroir percé, un second miroir de renvoi, une lentille en quartz de focale  $f=20$  cm et une lame séparatrice de longueur d'onde de coupure  $\lambda_c=900$  nm ;
- Une photodiode à avalanche pour la voie IR ( $\lambda_1$ ) et un détecteur quantique GaP pour la voie visible ( $\lambda_2$ ) situés de part et d'autre de la séparatrice ;
- Filtre passe-bande et amplificateur sur chacune des deux voies de mesures ;
- Un caisson de protection acoustique et thermique intégrant le matériel cité ci-dessus afin de limiter le bruit de mesure ;
- Deux détections synchrones analogiques ;
- Un générateur basses fréquences (GBF) ;
- Une carte d'acquisition /génération de signaux avec connectiques coaxiaux ;
- Un programme d'acquisition et calcul de la température de surface en temps réel ;
- Un ordinateur PC pour le programme cité précédemment ;
- Un trépied industriel à 3 degrés de liberté (hauteur, rotation et inclinaison) ;
- Un tube vortex pour le refroidissement du caisson.

On utilise également les trois voies de mesures simultanées, bichromatique et monochromatiques.

Voici ci-après le schéma de l'installation ainsi que des clichés de l'appareillage devant le four à fusion (cf. figures 4.12, 4.13, 4.14 et 4.15).

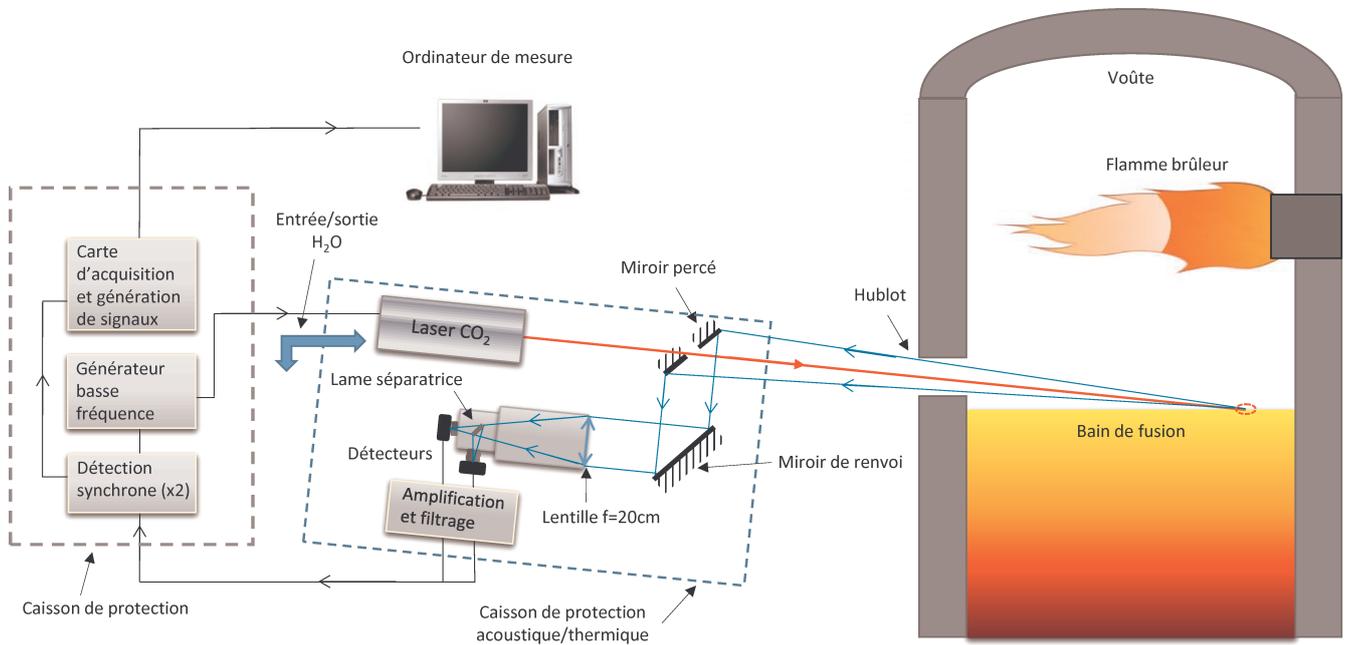


Figure 4.12 : Schéma de l'appareillage devant le four de fusion



Figure 4.13 : Clichés de l'appareillage intégré dans son caisson de protection (à gauche) et de la détection synchrone analogique utilisée (à droite)

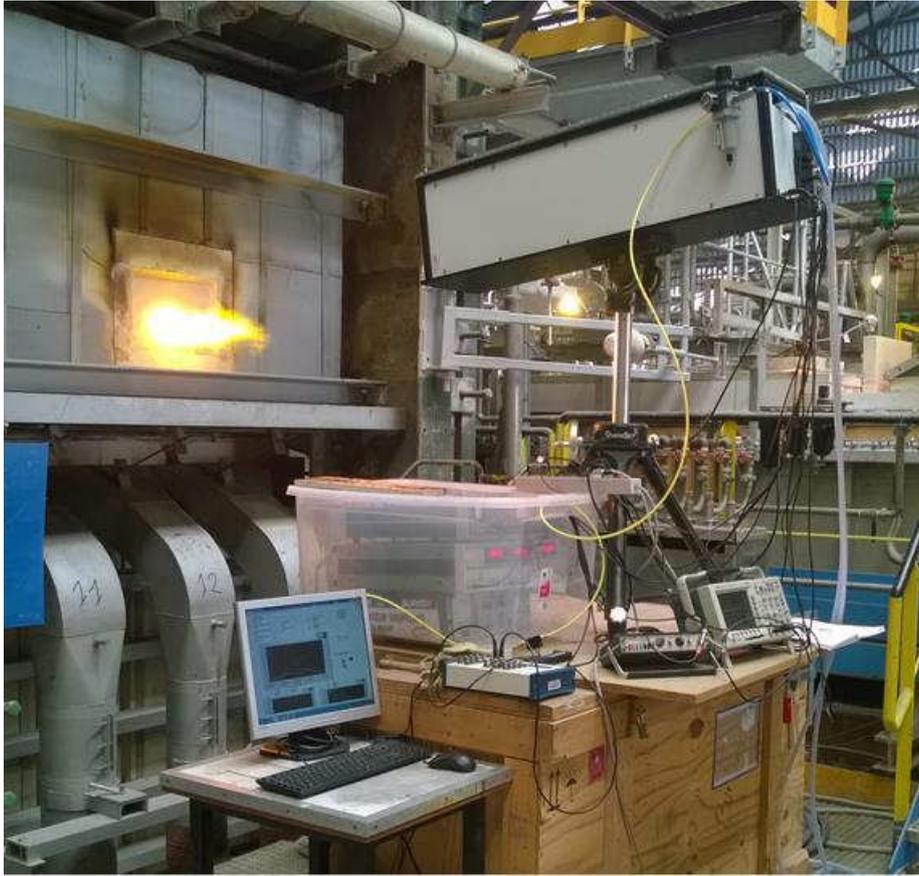


Figure 4.14 : Cliché de l'appareillage devant le four de fusion (vue 1)



Figure 4.15 : Cliché de l'appareillage devant le four de fusion (vue 2)

### **4.3.3 Protocole des mesures**

Le protocole des mesures est une fois de plus particulièrement important du fait que le four est situé sur un site de production d'où la présence de techniciens, mais également à cause des fortes températures mises en jeux (notamment la température ambiante avec un important risque de déshydratation). Le balisage est donc important afin d'éviter tout accident. L'ouverture du hublot demande également quelques précautions. On peut en effet remarquer sur les photographies qu'une partie de la flamme de chauffage du bain de fusion s'échappe par le hublot une fois celui-ci ouvert. Il est donc nécessaire de porter une combinaison de protection thermique lors de l'ouverture et de la fermeture du hublot afin d'éviter tous risques de brûlures par la flamme. Il est également interdit de toucher les parois réfractaires externes du four du fait de leur température (proche de 80°C) et du risque inhérent de brûlure.

Les temps de mesure étaient également limités par le rayonnement intense du four, la face avant de l'appareillage pouvant atteindre de fortes températures. Ils furent donc limités à quelques dizaines de secondes au maximum. Le bruit constant de la chaîne de production posait également problème pour la communication avec le personnel sur place, c'est pourquoi le protocole devait être précisément défini en amont des mesures afin d'éviter tout accidents. La forte concentration de poussière présente fut réglée par des caissons de protection pour les appareils et un nettoyage de l'optique chaque jour de mesure.

Les différentes mesures ont également été réalisées lors des changements de côté de la flamme. Le four possède 2 brûleurs, qui s'allument alternativement afin d'homogénéiser le chauffage. La flamme change alors de côté dans le four.

### **4.3.4 Résultats**

Le matériel a bien fonctionné et supporté les conditions de mesures particulièrement hostiles. Les détections synchrones ont été réglées avec un temps d'intégration de 1 seconde afin de limiter au maximum le bruit de mesure. On notera également que dans ce cas l'étalonnage a été réalisé sur place afin de respecter au mieux les conditions de mesure.

Voici les résultats obtenus en pyrométrie bichromatique impulsionnelle pour 5 essais de mesures de la température de surface du bain de fusion du four :

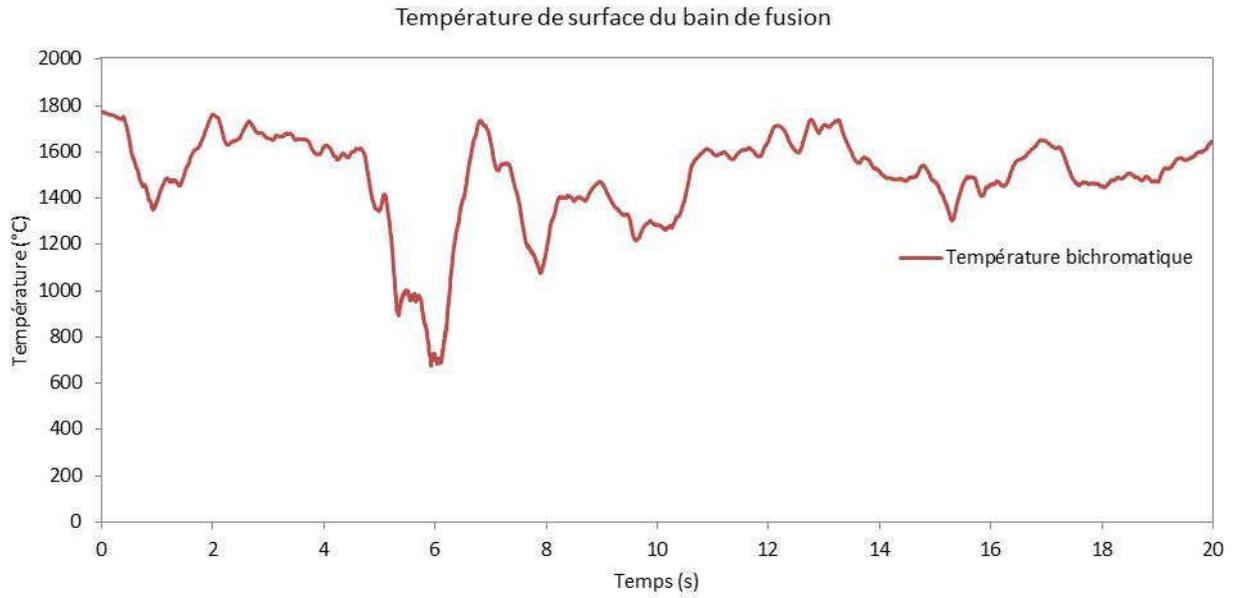


Figure 4.16 : Résultat de l'essai 1 pour la température de surface du bain de fusion en bichromatique

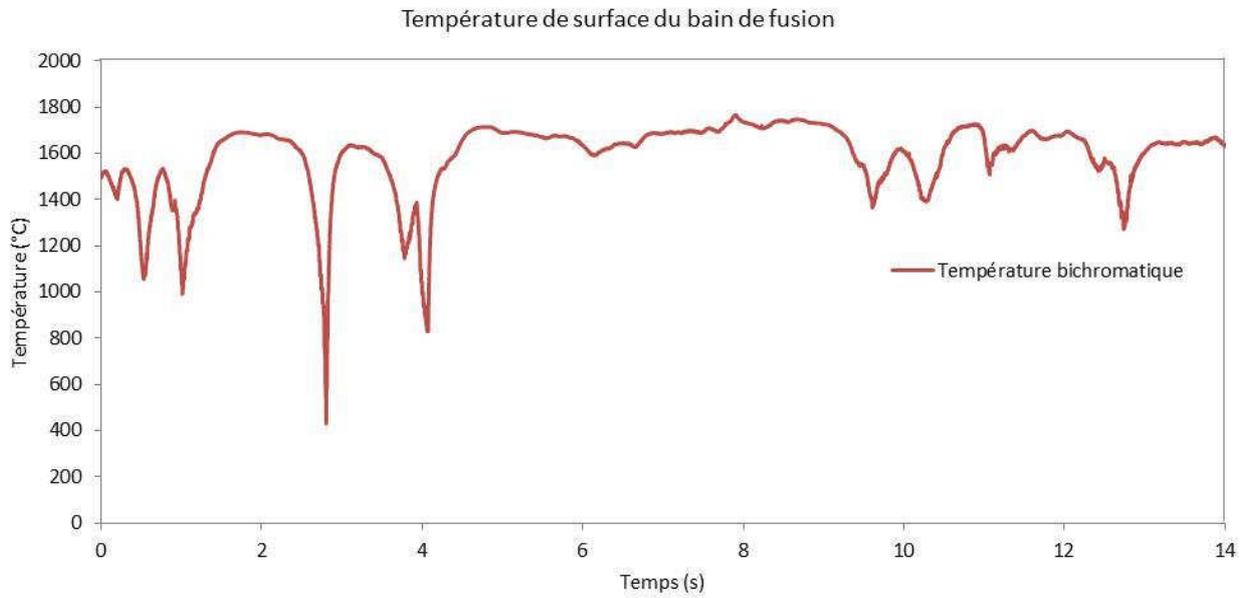


Figure 4.17 : Résultat de l'essai 2 pour la température de surface du bain de fusion en bichromatique

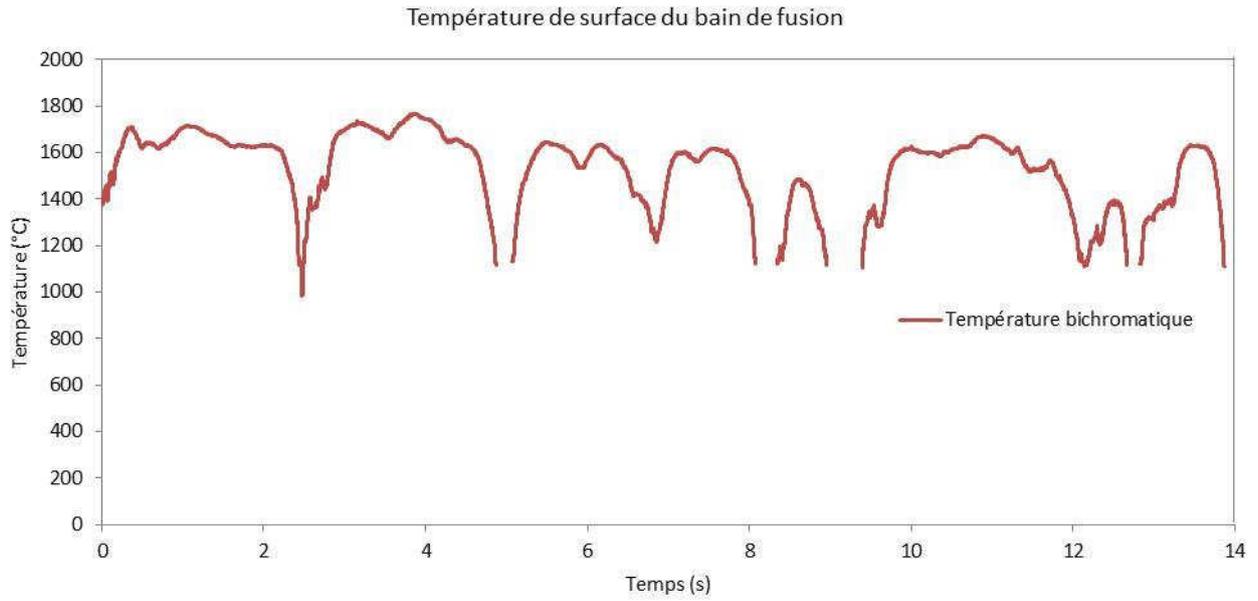


Figure 4.18 : Résultat de l'essai 3 pour la température de surface du bain de fusion en bichromatique

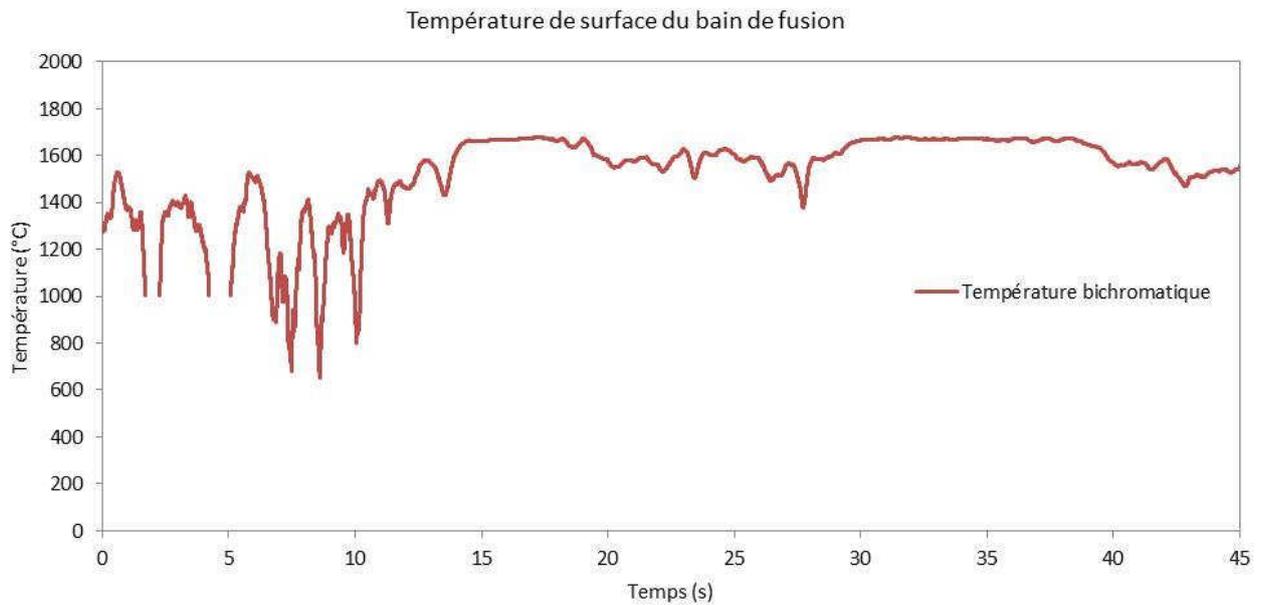


Figure 4.19 : Résultat de l'essai 4 pour la température de surface du bain de fusion en bichromatique

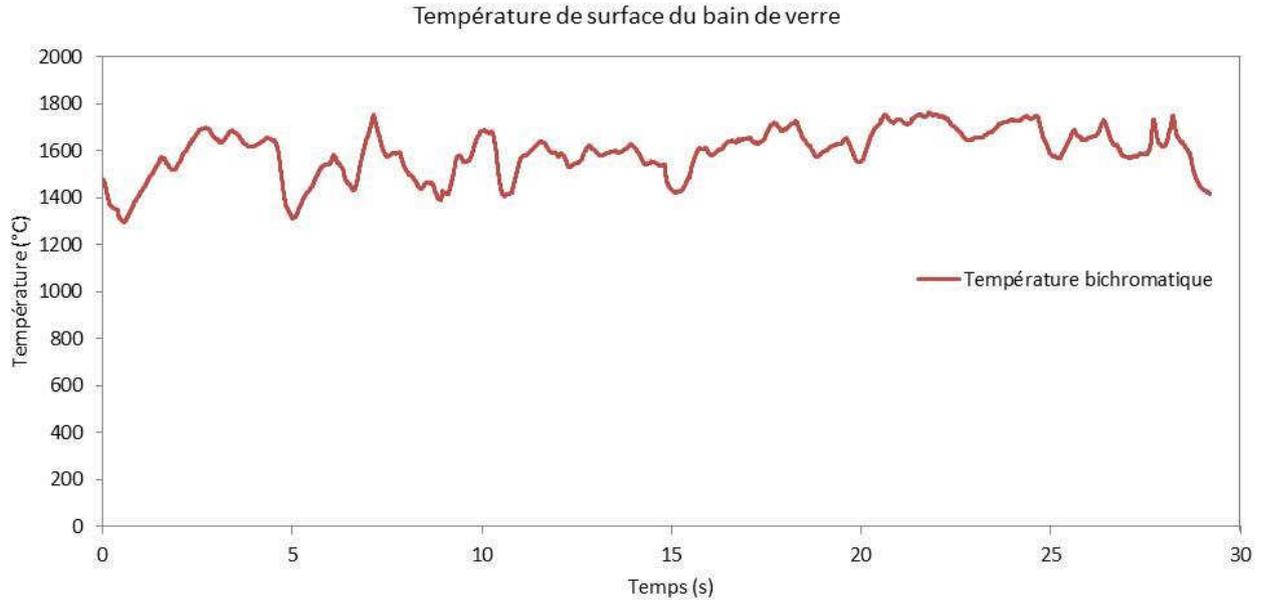


Figure 4.20 : Résultat de l'essai 5 pour la température de surface du bain de fusion en bichromatique

#### 4.3.5 Analyse

Le système qui est plus complexe que dans les précédentes campagnes de mesures a fonctionné malgré les problèmes d'absorption de la flamme. Les signaux reçus étaient supérieurs au bruit de mesure et les variations de ces signaux sont dues au phénomène global observé. Ce phénomène dépend de la température, de l'émissivité, de l'absorption du faisceau laser et enfin de la transmission des fumées aux différentes longueurs d'onde. A titre de précaution une constante de temps très élevée (une seconde) a été prise. Il est possible qu'à cause des fumées il y ait eu de brusques variations des signaux élémentaires par exemple en 0,1s une variation d'un facteur 5. Chaque signal est traité indépendamment, et est donc moyenné sur plusieurs secondes. Or la moyenne arithmétique de signaux variant suivant des lois exponentielles peut donner un rapport très différent du rapport bruité mais instantané des deux signaux. Ceci peut expliquer les résultats aberrants pour la température bichromatique, particulièrement lors du passage de la flamme devant le hublot.

Les valeurs de températures obtenues sont de l'ordre de 1600°C ce qui correspond à la valeur attendue par Saint Gobain pour ce four et cette composition spécifique. En réalisant une moyenne des valeurs obtenues on obtient alors environ 1580°C pour le premier essai, 1650°C pour le deuxième, 1610°C pour le troisième, environ 1590°C pour le quatrième et environ 1600°C pour le cinquième et dernier essai présenté. Le taux de dispersion reste donc relativement faible avec une différence moyenne maximum de l'ordre de 60°C.

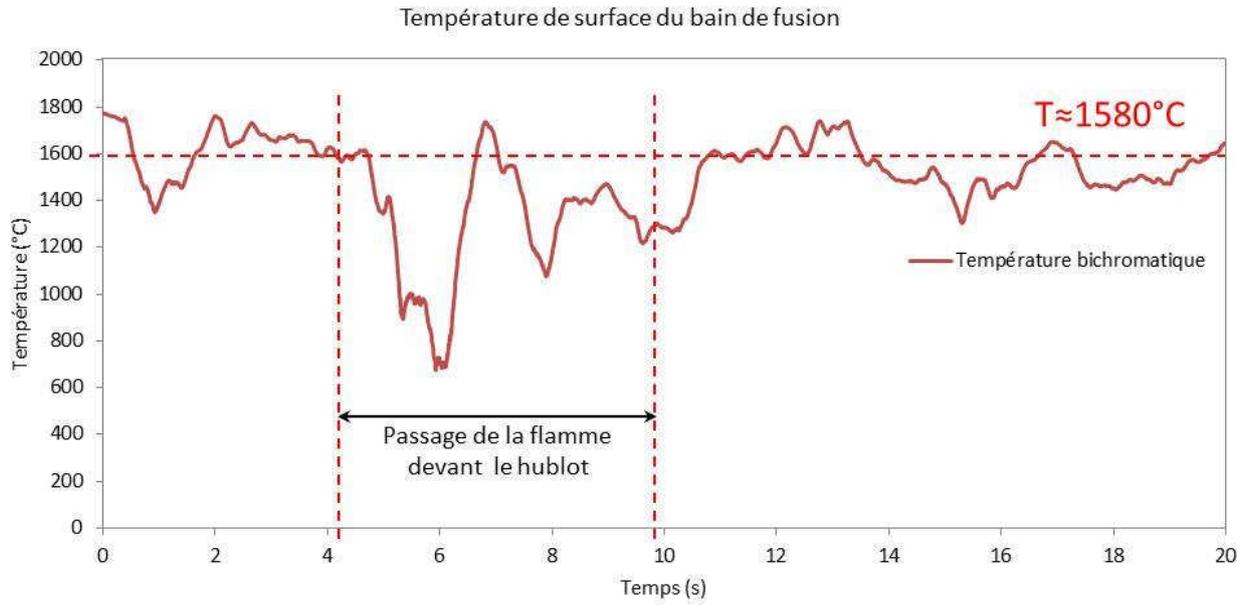


Figure 4.21 : Analyse de l'essai 1 pour la température de surface du bain de fusion en bichromatique

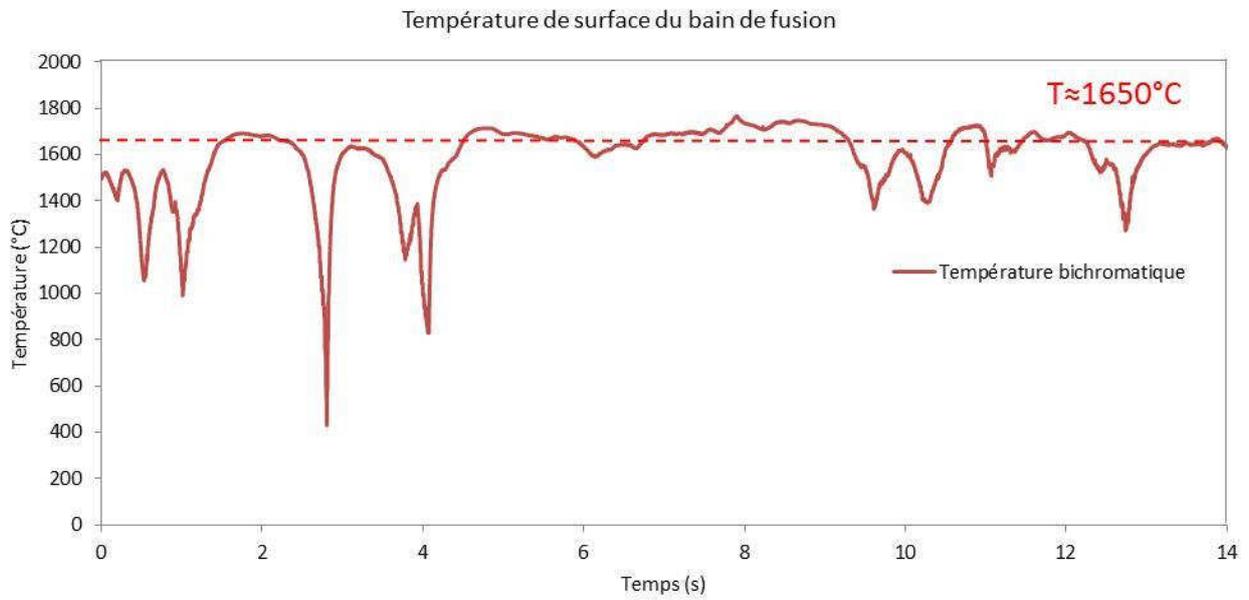


Figure 4.22 : Analyse de l'essai 2 pour la température de surface du bain de fusion en bichromatique

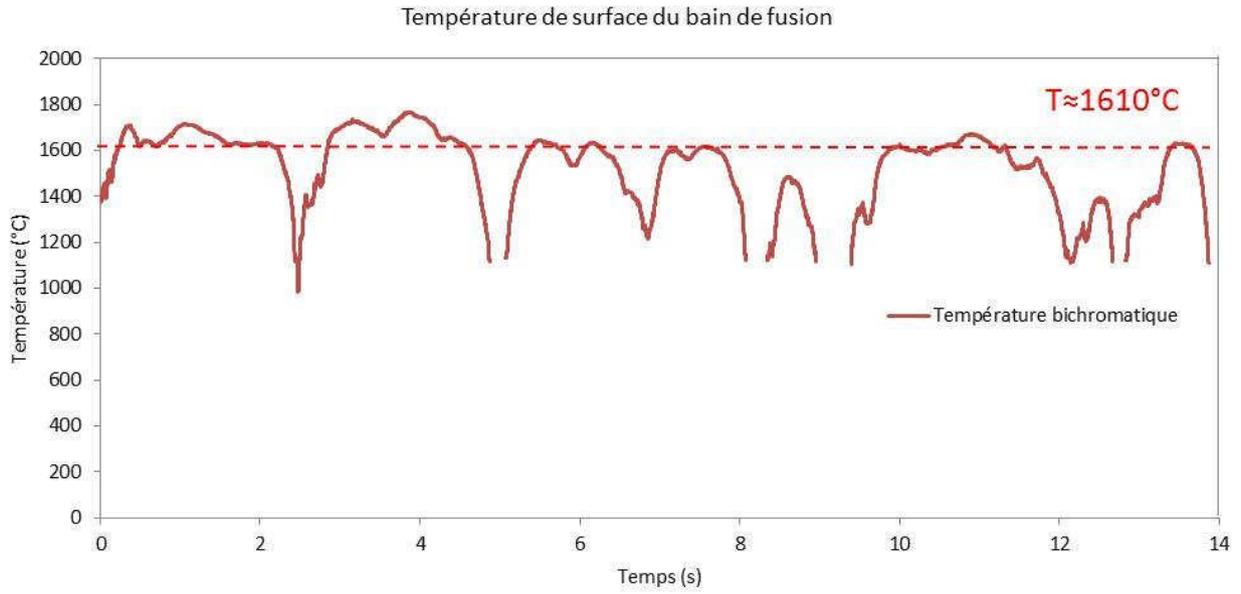


Figure 4.23 : Analyse de l'essai 3 pour la température de surface du bain de fusion en bichromatique

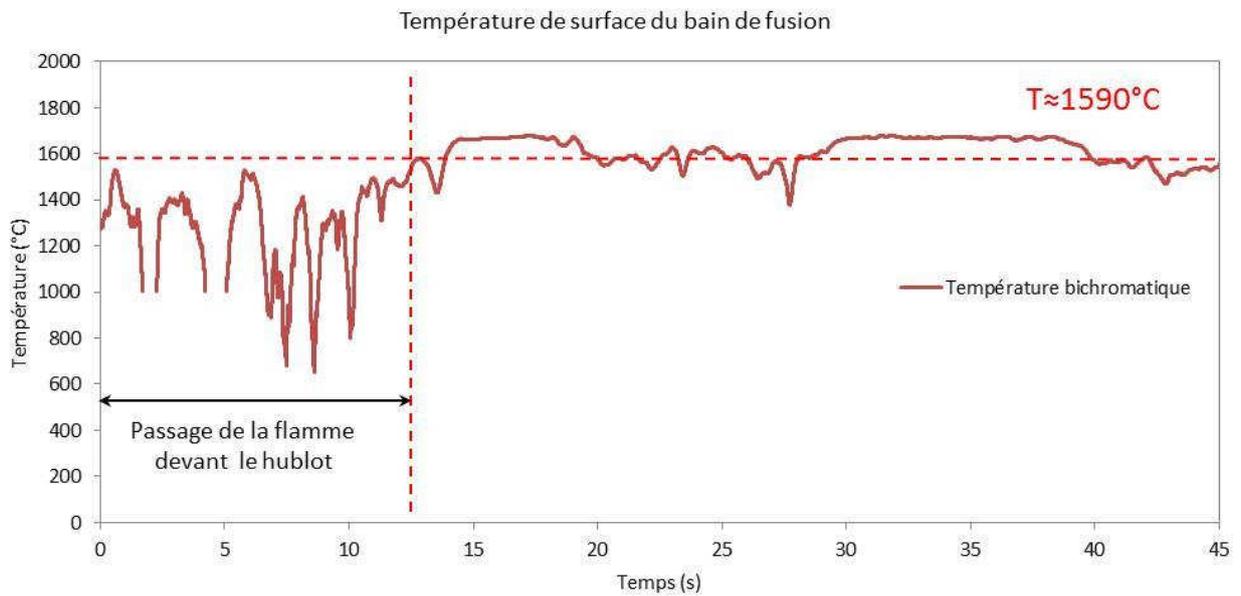


Figure 4.24 : Analyse de l'essai 4 pour la température de surface du bain de fusion en bichromatique

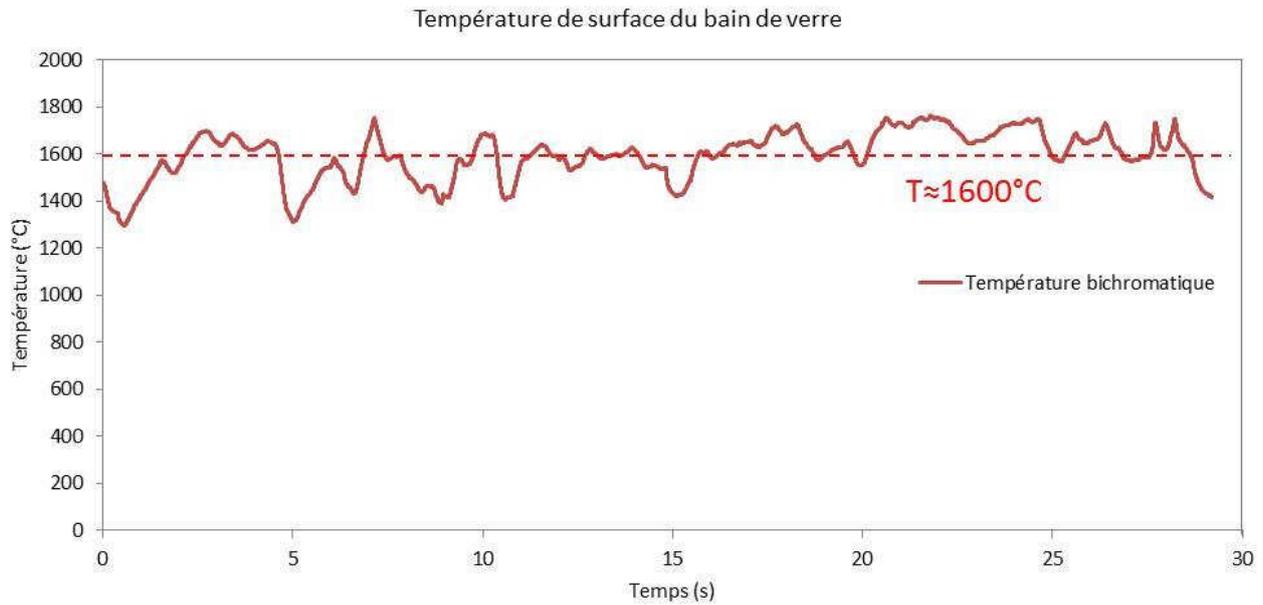


Figure 4.25 : Analyse de l'essai 5 pour la température de surface du bain de fusion en bichromatique

On remarque bien le passage de la flamme au niveau du hublot sur l'essai 1 et 4 (cf. figures 4.21 et 4.24), entre 4 et 10 secondes pour l'essai 1 et entre 0 et 12 secondes pour l'essai 4, caractérisé par une dégradation du rapport des deux voies monochromatiques d'où les valeurs aberrantes obtenues en température. L'essai 5 (cf. figure 4.25) est moins bruité et perturbés que les 4 précédents car la flamme de chauffage était à ce moment de l'autre côté du four.

A titre de comparaison, voici les résultats obtenus en monochromatique impulsionnel. On précise que « T\_mono\_visible » représente la température monochromatique impulsionnelle pour la voie visible, donnée par la relation (2.28), et « T\_mono\_ir » représente la température monochromatique impulsionnelle pour la voie infrarouge, donnée par la relation (1.43).

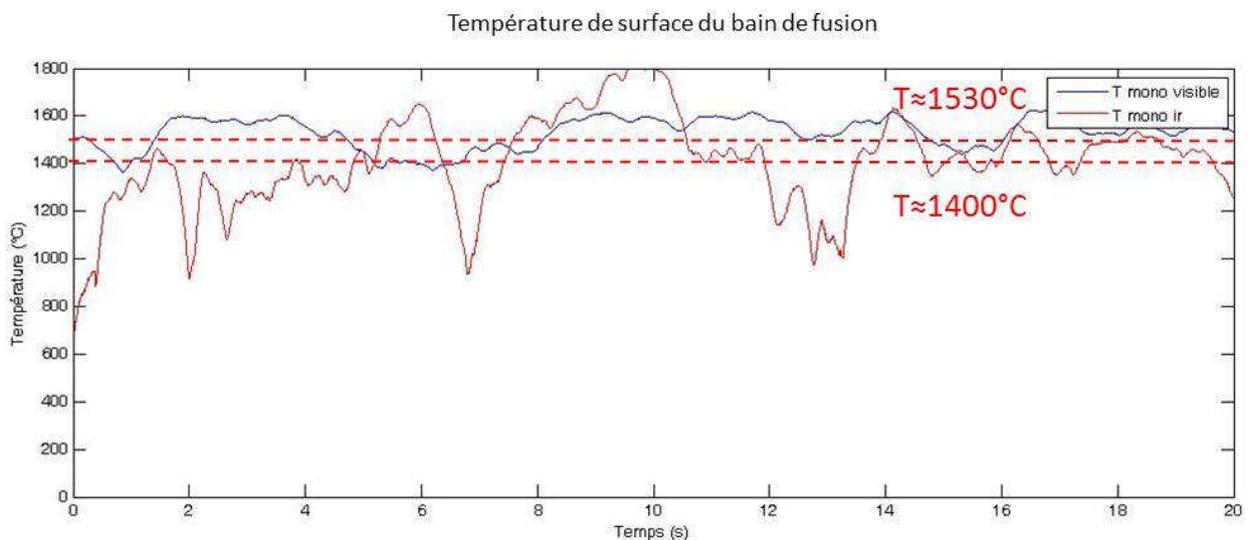


Figure 4.26 : Analyse de l'essai 1 pour la température de surface du bain de fusion en monochromatique

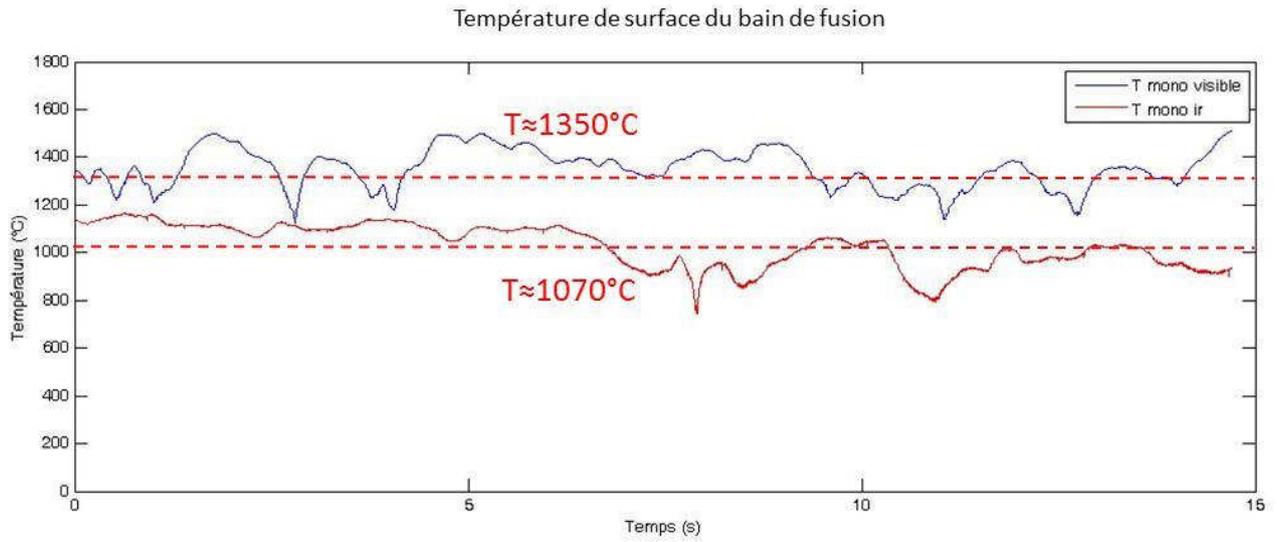


Figure 4.27 : Analyse de l'essai 2 pour la température de surface du bain de fusion en monochromatique

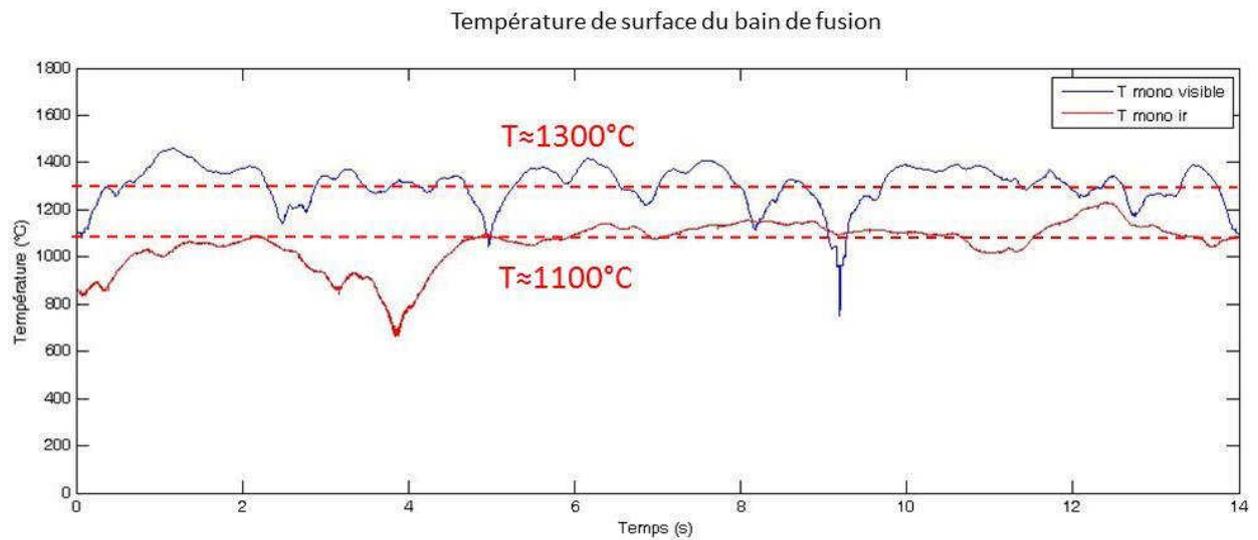


Figure 4.28 : Analyse de l'essai 3 pour la température de surface du bain de fusion en monochromatique

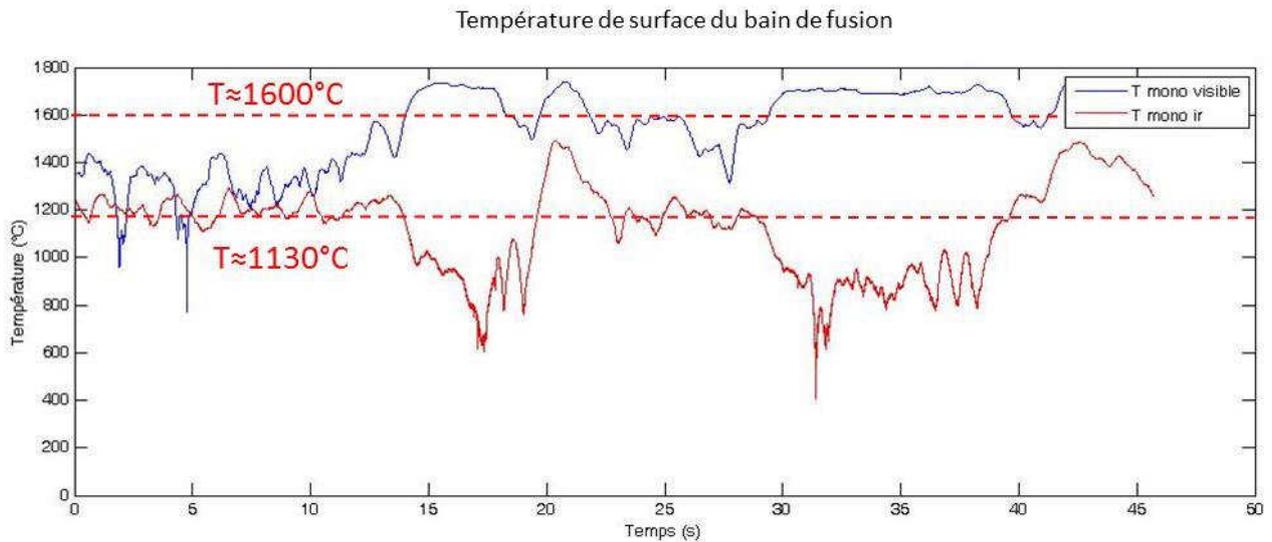


Figure 4.29 : Analyse de l'essai 4 pour la température de surface du bain de fusion en monochromatique

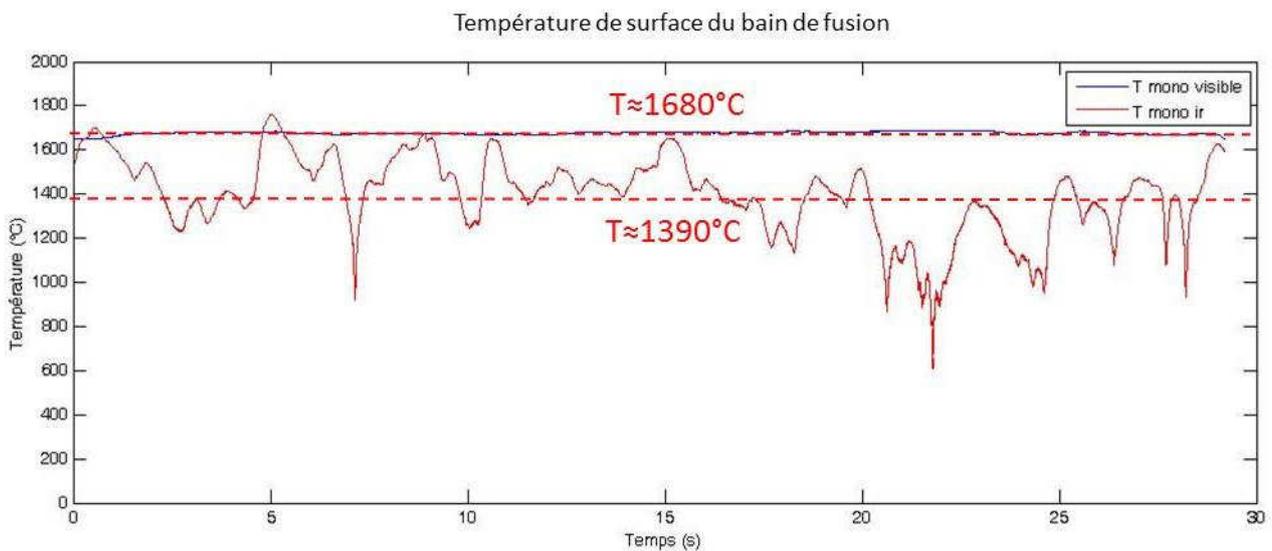


Figure 4.30 : Analyse de l'essai 5 pour la température de surface du bain de fusion en monochromatique

Les résultats obtenus en monochromatique impulsionnel sont sensiblement plus bruités qu'en bichromatique impulsionnel. L'un des deux principaux problèmes rencontrés est l'absorption par la vapeur d'eau de la flamme sur la voie IR. En effet il y a présence de raies d'absorption aux alentours de 0,9 et 0,95 $\mu\text{m}$ , qui étaient les valeurs de longueur d'onde choisies pour la voie IR. On remarque effectivement l'importante absorption sur la voie infrarouge pour les 4 essais et plus particulièrement pour les essais 2, 3 et 4 (cf. figures 4.27, 4.28 et 4.29). La température moyenne lue pour ces trois essais est de l'ordre de 1100°C pour une température recherchée de l'ordre de 1600°C. L'absorption de la flamme de chauffage due aux molécules de  $\text{H}_2\text{O}$  est donc en cause dans l'infrarouge.

Les valeurs moyenne obtenues pour la voie visible sont plus élevées mais encore trop faibles par rapport à la température recherchée, de l'ordre de 1300°C pour les essais 2 et 3. On obtient en moyenne 1600°C pour l'essai 4 et près de 1700°C pour l'essai 5 (cf. figure 4.30) mais les valeurs sont proches de la saturation du fait des suies de la flamme de chauffage. La seule valeur monochromatique acceptable est celle obtenue pour le premier essai, avec une température moyenne de l'ordre de 1530°C, ce qui reste néanmoins un peu faible.

#### **4.3.6 Conclusion et perspectives**

Les résultats obtenus pour la température de surface du bain de fusion sont satisfaisants en termes de température moyenne. La méthode de pyrométrie bichromatique impulsionnelle prouve une fois de plus sa capacité à mesurer la température d'une surface, cette fois-ci à l'état liquide et légèrement mouvante, en surmontant les réflexions multiples ainsi que l'émissivité constamment changeante, en milieu industriel particulièrement perturbé. L'appareillage a également bien résisté aux conditions extrêmes de mesure près du four et a permis de réaliser des acquisitions de près d'une minute.

La stabilité des mesures n'est cependant pas parfaite et ceci à cause de la flamme de chauffage. Lors de ces essais, le combustible était en effet du kérosène, d'où la présence de suies en produits de combustion qui peuvent fortement influencer sur la voie visible. Si les particules de suies sont trop grosses ou trop importantes, elles coupent alors une partie du rayonnement thermique, ce qui induit une baisse du signal en luminance collecté et donc une baisse de la température calculée. Parallèlement, si ces particules sont fines, elles diffusent alors le rayonnement thermique selon le principe de diffusion de Mie et peuvent faire saturer le détecteur. L'amélioration de ce problème tient principalement aux choix des deux longueurs d'ondes  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$ . La présence de raies d'absorption de H<sub>2</sub>O autour de 0,9 $\mu$ m responsables de la dégradation de la voie infrarouge indique qu'il serait plus judicieux de se déplacer un peu plus vers l'infrarouge lointain dans une optique d'amélioration. Le problème des suies pour la voie visible est un peu plus problématique dans le sens où celle-ci dépendent totalement de la réaction de combustion et donc des quantités respectives de réactifs, mais également de la configuration du four. Les suies restent en effet un moment à circuler dans le four avant d'être dirigées vers le récupérateur ou la cheminée. A titre de comparaison, la quantité de suies produite par la combustion (également à base de kérosène) du statoracteur (chapitre 3) n'a pas gêné la mesure monochromatique infrarouge lors de l'essai subsonique. L'essai se déroulait à l'air libre et les suies étaient rapidement éjectées de la chambre sans influencer sur la mesure.

On notera également que la fréquence d'acquisition était dans l'ensemble réglée à 100 points par seconde dans l'optique de disposer d'un maximum de points en vue du post traitement afin de par exemple repérer temporellement et précisément les passages de flammes ou de fumées. Cette fréquence d'acquisition sied particulièrement bien aux essais courts où l'on cherche le maximum de points, mais elle n'est pas forcément utile pour les longs essais d'une minute ou plus. Dans ce cas, une fréquence moindre (10 Hz par exemple) suffit amplement et améliorerait la précision

Ces résultats néanmoins satisfaisants intéressent le groupe Saint-Gobain afin de pouvoir à l'avenir réaliser un mappage de la température de surface que les simulations informatique ont du mal à déterminer. Cela implique de réaliser différents points de mesures sur une même ligne (en modifiant pour chaque point l'angle d'incidence) et ce pour chaque hublot afin d'obtenir une matrice de température de la surface du bain de fusion. L'appareillage devant cependant être utilisable par un technicien, un travail de développement est nécessaire afin de simplifier son utilisation. Une

réduction du poids (plus de 60kg dans cette configuration) peut également être envisagée mais le caisson de protection ainsi que la configuration refroidissement liquide de la source laser (les deux éléments les plus lourds) limitent cette réduction.

Malgré son encombrement et sa relative difficulté d'utilisation les nombreux avantages de cette méthode ont également convaincu l'entité recherche du groupe Saint Gobain afin de réaliser des mesures de température de composés de silice en fusion principalement utilisés pour la réalisation des éléments réfractaires des parois des fours.

#### 4.4 Mesure de température d'une coulée de silice en fusion

Cette partie détaille la campagne de mesure de température de surface d'une coulée de silice en fusion. Cette silice est destinée à l'élaboration des éléments réfractaires du four.

##### 4.4.1 Enjeux de la mesure

Comme nous l'avons vu précédemment, les briques en matériau réfractaire sont l'un des éléments les plus importants du four car elles représentent son principal constituant. Le choix des réfractaires dans la conception d'un four est un choix technique aussi bien qu'économique [40].

D'un point de vue technique c'est la composition des réfractaires qui est déterminante car leur corrosion avec le temps est susceptible d'engendrer trois types de défaut :

- Les « pierres », ce sont des particules de réfractaires non fondues qui se sont détachées et incluses dans le bain de verre, dégradant la pureté de celui-ci ;
- Les « cordes », ce sont toujours des particules de réfractaires qui se détachent mais qui se dissolvent dans le verre, modifiant localement sa composition ainsi que son aspect ;
- Des bulles d'air susceptibles de se former lors du contact du verre avec les réfractaires.

De plus, il peut y avoir des incompatibilités entre certaines qualités de réfractaires et certaines compositions de verre, d'où l'importance de la composition des réfractaires en amont.

D'un point de vue économique les réfractaires représentent une part importante du coût du four. Par exemple, dans un four en boucle avec régénérateurs de 80 m<sup>2</sup>, les réfractaires représentent 60 % du coût de première installation. La majeure partie de ces réfractaires sont également changés lors de chaque réparation ou opération d'entretien du four. L'intervalle entre chaque opération va de 5 à 12 ans. Plus que la durée de cet intervalle, il faut prendre en compte la tirée cumulée, ce qui signifie le tonnage de verre produit entre deux réparations, ce qui permet de chiffrer l'incidence de ceux-ci dans le coût du verre produit, compte tenu du coût des réfractaires utilisés pour la réparation. Un surinvestissement dans les réfractaires, s'il permet d'augmenter la tirée cumulée et améliorer la qualité, peut s'avérer rentable. Dans tous les cas, il est important d'avoir un choix équilibré des réfractaires, conduisant à une usure homogène de toutes les parties du four, afin d'éviter un arrêt du four du fait d'un point faible dans les maçonneries, alors que le reste de celles-ci est encore en bon état.

Les réfractaires spéciaux utilisés dans les fours de verrerie peuvent être classés en deux grandes catégories :

- Les réfractaires agglomérés ;
- Les réfractaires électrofondus.

Les réfractaires agglomérés sont fabriqués par pressage ou coulée en barbotine de matières premières ayant une granulométrie bien définie ; puis ils sont cuits à haute température. De par leur mode de fabrication, ils présentent tous une porosité ouverte qui peut atteindre 20 %. Le pressage isostatique permet d'obtenir des réfractaires agglomérés de faible porosité ; toutefois, le coût de ce

procédé est très élevé, et les produits fabriqués sont limités en dimensions. Les réfractaires agglomérés peuvent également être classés suivant leur composant principal, généralement de la silice, de la magnésie, de la mullite, du zircon ou de l'alumine. Chaque classe possède des caractéristiques propres à une utilisation particulière. Par exemple les réfractaires de silice sont utilisés pour la superstructure des fours (pas de contact avec le verre) du fait de leur bonne réfractérité et résistance aux hautes températures tandis que les réfractaires de magnésie sont plutôt utilisés pour les empilages et les murs de régénérateurs de par leur bonne conductivité thermique et leur bonne résistance à la corrosion par les poussières de carbonate de soude. Nous allons cependant nous concentrer sur la seconde catégorie, objet des mesures suivantes.

Les réfractaires électrofondus sont les matériaux réfractaires de base utilisés pour la construction des fours de verrerie. Leur apparition vers 1935, puis leurs développements successifs sont à la base des progrès de l'industrie verrière. Ils sont obtenus par fusion de la composition dans un four électrique (utilisation de puissantes électrodes de plusieurs dizaines à centaines de kilowatts), puis ils sont moulés par un procédé de coulée à chaud et enfin usinés (technique analogue à la fonderie). Ils sont généralement proposés sous forme de pièces de grandes dimensions, usinées avec des outils diamantés ; il est possible d'obtenir des pièces de dimensions très précises avec un très bon état de surface permettant un montage « à sec », donc sans ciment de jointoiment. Tout comme les agglomérés, les réfractaires électrofondus peuvent être classés en cinq grandes familles suivant leur composition chimique. Le tableau () ci-dessous résume ce classement :

Composants	AZS (%)	AZS Cr (%)	Zircone (%)	Alumine-verre (%)	Alumine superstructure (%)
<b>Alumine <math>Al_2O_3</math></b>	46 à 51	28	0,85	95	93,8
<b>Zircone <math>ZrO_2</math></b>	32 à 41	27	94		
<b>Silice <math>Si O_2</math></b>	12 à 15	14	4,5		< 0,2
<b>Oxyde de chrome <math>CrO_3</math></b>		27			
<b><math>Na_2O</math></b>	1,13	1,1	< 0,4	4	6
<b><math>CaO, TiO_2, FeO_3</math></b>	< 0,3	2,4	< 0,3	0,5	

Tableau 4.1 : Composition des réfractaires électrofondus courants [40]

Les réfractaires électrofondus de type AZS sont les plus couramment utilisés, et sont essentiellement composés d'alumine, de zircone, et de silice. Il existe différentes qualités caractérisées par la teneur en zircone ; l'augmentation de la teneur en cet élément améliore les qualités du réfractaire mais en augmente le coût.

Les réfractaires électrofondus de type AZS Cr sont des AZS dans lesquels une partie de l'alumine a été remplacée par de l'oxyde de chrome. L'ajout d'oxyde de chrome améliore la résistance à la corrosion mais peut s'avérer incompatible avec certains verres (risque de coloration). Leur coût est également plus élevé que celui d'un AZS.

Les réfractaires électrofondus à haute teneur en zircone ont un coût de fabrication extrêmement élevé, qui limite leur utilisation à certains verres spéciaux (cristal au plomb et verre de téléviseurs).

Les réfractaires électrofondus à haute teneur en alumine existent en deux qualités différentes sur le plan cristallographique : alumine présente en forme alpha et bêta utilisée dans les zones de contact avec le verre ; et l'alumine presque entièrement sous la forme bêta utilisée dans les superstructures.

Ces éléments réfractaires possèdent tous deux propriétés essentielles :

- Une porosité quasiment nulle (contrairement aux agglomérés), évitant la pénétration du verre dans le réfractaire susceptible d'entraîner sa destruction ;
- Une bonne conductivité thermique impliquant une bonne efficacité du refroidissement.

Le procédé de coulée des réfractaires joue un rôle particulièrement important. Effectivement, dans la zone d'alimentation du bloc (le moule), et lors de sa coulée, apparaît au cours du refroidissement une zone hétérogène que l'on nomme la retassure de coulée. Cette retassure comporte des cavités et constitue un point faible vis-à-vis de la corrosion des réfractaires. Différents procédés de coulée permettent de localiser, diminuer ou supprimer cette retassure. On les appelle remplissage normal (RN), orienté (RO), renforcé (RR) ou total (RT) :

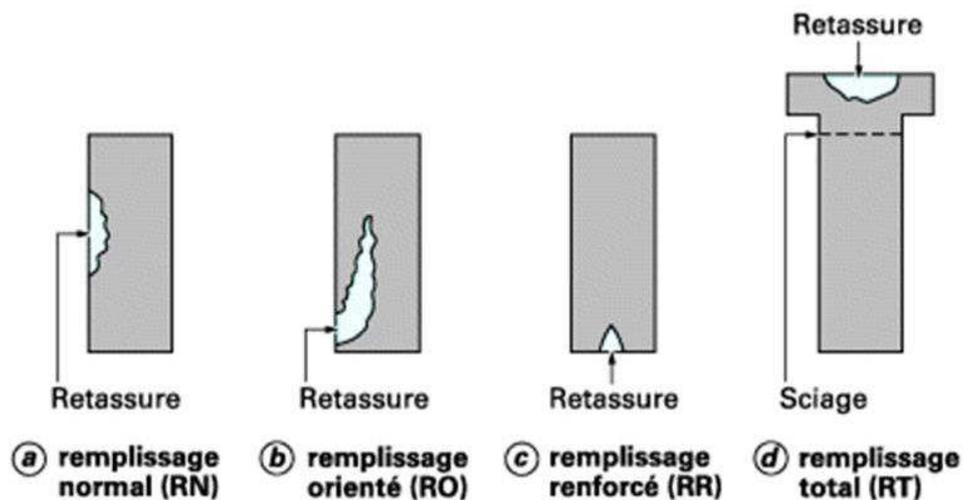


Figure 4.31 : Différents procédés de remplissages des réfractaires [40]

Les mesures effectuées par la suite ont été réalisées dans le centre de recherche de Saint Gobain situé à Cavaillon (84) au laboratoire de recherche sur les réfractaires. Ces mesures portent donc sur le remplissage et plus particulièrement sur la coulée. Le but principal est plus particulièrement la caractérisation en température de la surface de cette coulée, à sa sortie du four électrique. En effet, nous venons de voir la part importante des réfractaires dans un four verrier, leur élaboration est a fortiori toute aussi importante et celle-ci commence par la bonne composition et se finit par la coulée à chaud dans le moule. Comme nous venons de le voir, la fusion de la composition se fait à l'aide de puissantes électrodes dont le rayonnement intense empêche toute mesure optique dans le four pour contrôler la température. Or la température de fusion obtenue détermine la coulée et donc le moulage. A l'heure actuelle la détermination de la température de coulée se fait par calcul empirique se basant sur la composition ainsi que la puissance des électrodes ou par voie optique à l'aide d'un pyromètre infrarouge en émission. Le pyromètre est toutefois gêné par les dégagements

de fumées provenant du four ou de vapeur d'eau lorsque la coulée est refroidie par eau juste avant le moulage.

Les principaux enjeux de cette mesure sont donc les suivants :

- Mesure de température de surface d'un liquide en fusion en mouvement, la coulée s'écoulant à quelques mètres par secondes à la sortie du four ;
- Domaine de température attendue allant de 1300 à plus de 2300°C pour certaines compositions ;
- Mesures à une distance d'environ 6/7 mètres imposée par la géométrie des lieux ainsi que les consignes de sécurité ;
- Incidence de mesure de 60° d'inclinaison par rapport à la normale de la surface de la coulée (ou encore 30° d'inclinaison par rapport au plan horizontal) ;
- Mesures à travers des dégagements de fumées et/ou de vapeur d'eau ;
- Installation de l'appareillage en hauteur (environ 5 mètres du sol) afin d'éviter toutes projections de matières en fusion ;
- Pilotage de l'appareillage à distance (aucune personne n'est autorisée près du four pendant la coulée pour des raisons évidentes de sécurité)

#### **4.4.2 Matériel utilisé**

Comme décrit précédemment, cette mesure comprend également de nombreux enjeux, principalement liés aux mouvements de la coulée, à la géométrie imposée ainsi qu'aux forts dégagements gazeux entraînant des phénomènes d'absorption. Ceci ainsi que l'incidence de mesure implique une optimisation de la chaîne de mesure dans le même esprit que les mesures sur le bain de verre, d'où l'utilisation de filtre et amplificateur sur chaque voies. L'utilisation des modules de détection synchrones analogiques sont également de mise afin d'optimiser les signaux extraits au maximum.

La température ambiante n'est ici pas un problème, le caisson de protection est donc seulement équipé de plaque d'aluminium afin de limiter le bruit de mesure. Finalement, l'ensemble de l'appareillage est piloté à distance depuis la salle de commande étant donné le risque de brûlures lié aux projections de matière en fusion lors de la coulée.

Le matériel utilisé lors de cette campagne d'essai est le suivant :

- Source laser CO<sub>2</sub> 25 W refroidie par eau ;
- Montage optique comprenant un miroir percé, un second miroir de renvoi, une lentille en quartz de focale  $f=20$  cm et une lame séparatrice de longueur d'onde de coupure  $\lambda_c=900$  nm ;
- Une photodiode à avalanche pour la voie IR ( $\lambda_1$ ) et un détecteur quantique GaP pour la voie visible ( $\lambda_2$ ) situés de part et d'autre de la séparatrice ;
- Filtre passe-bande et amplificateur sur chacune des deux voies de mesures ;
- Un caisson de protection acoustique intégrant le matériel cité ci-dessus afin de limiter le bruit de mesure ;
- Deux détections synchrones analogiques ;
- Un générateur basses fréquences (GBF) ;
- Une carte d'acquisition /génération de signaux avec connectiques coaxiaux ;
- Un programme d'acquisition et calcul de la température de surface en temps réel ;

- Un ordinateur PC pour le programme cité précédemment ;
- Un second ordinateur situé dans la salle de commande pour le contrôle à distance ;
- Un trépied industriel à 3 degrés de liberté (hauteur, rotation et inclinaison).

Voici ci-dessous le schéma de l'installation ainsi que des clichés de l'appareillage dans la halle de fusion du centre de recherche :

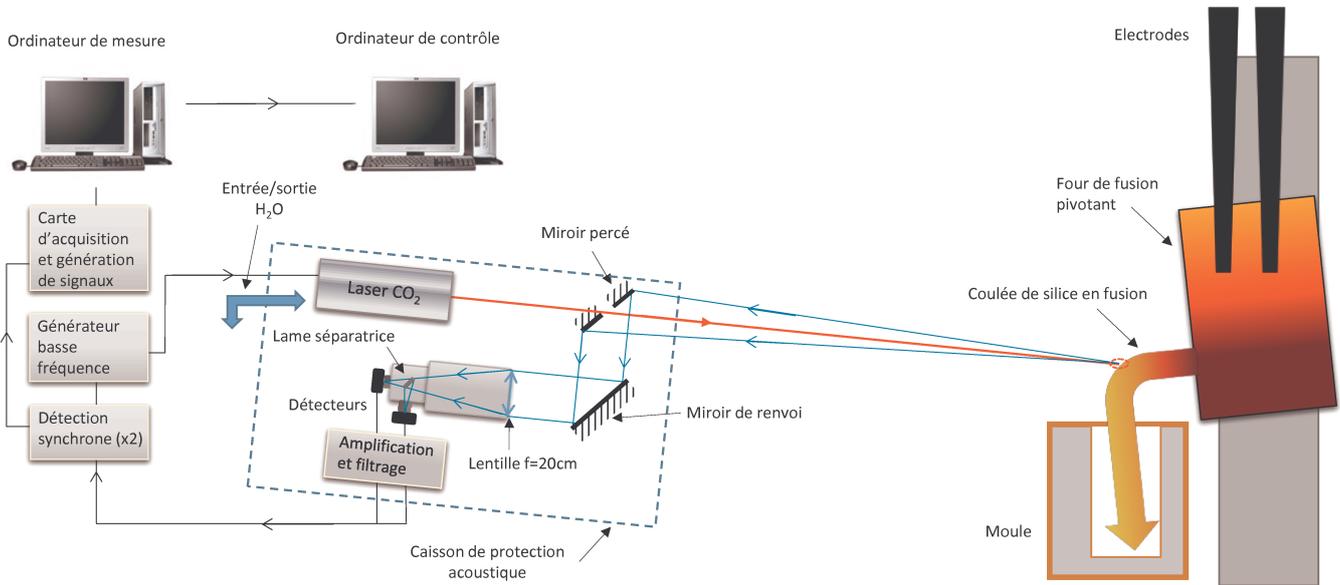


Figure 4.32 : Schéma de l'appareillage devant le four pivotant

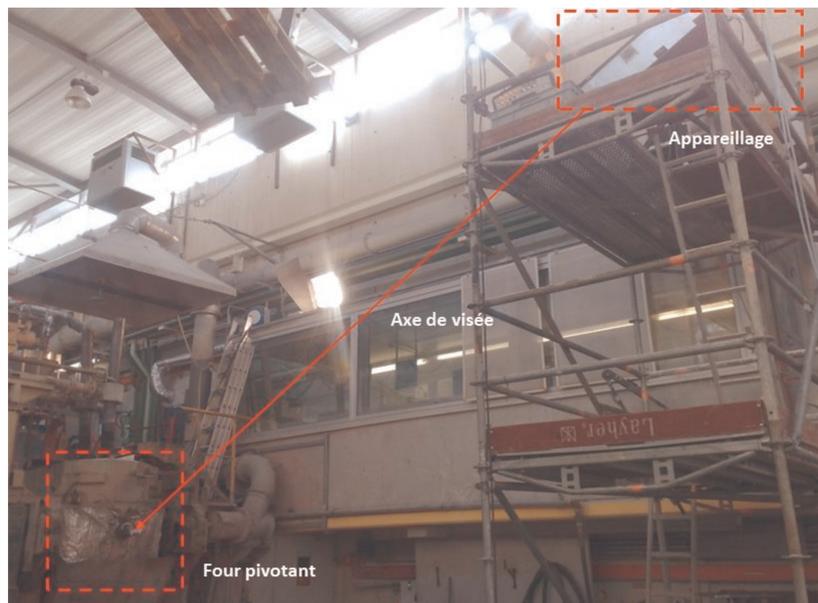


Figure 4.33 : Cliché de l'appareillage illustrant la configuration de mesure



Figure 4.34 : Cliché de l'appareillage devant le four pivotant éteint



Figure 4.35 : Cliché de l'appareillage devant le four pivotant allumé

### **4.4.3 Protocole des mesures**

Le protocole de mesures est une fois de plus conséquent au vu des enjeux et conditions de mesures. Il était dans un premier temps impératif de contrôler l'appareillage depuis la salle de contrôle. En effet, selon les coulées (pouvant atteindre des températures supérieures à 2300°C) d'importantes projections de matière en fusion peuvent avoir lieu ainsi que des dégagements gazeux, toute présence humaine est donc logiquement interdite durant les coulées. Cela explique également le positionnement en hauteur de l'appareillage sur un échafaudage. La disposition s'explique aussi par le fait qu'une équipe de technicien intervient sur le four au début et à la fin de chaque coulée. D'importante projection d'eau peuvent également arriver dans le cas d'une coulée refroidie.

De plus, le rayonnement intense de la coulée en fusion peut abîmer l'œil (particulièrement pour les coulées à plus de 2000°C) d'où le fait de se placer dans la salle de commande, équipée de vitraux fumés spéciaux.

Chaque coulée se déroule selon le protocole suivant :

- Elaboration des compositions pour réfractaires en amont ;
- Insertion de la composition dans le four à fusion ;
- Chauffage de la composition jusqu'au point de fusion par les électrodes ;
- Une fois le point de fusion atteint, pivotement du four et début de la coulée directement dans le moule ou préalablement refroidie à l'eau, chaque coulée dure environ une minute ;
- Fin de la coulée, nettoyage du bec verseur du four ;
- Positionnement du nouveau moule et insertion de la nouvelle composition pour la coulée suivante.

Les coulées se sont déroulées sur deux jours, le premier jour avec des coulées attendues pour 1600°C théoriques et directement refroidie à l'eau avant moulage, et le deuxième jour avec des coulées attendues pour 2300°C théoriques et directement moulées sans refroidissement liquide.

Les coulées seront par la suite appelées « coulées 50kW » pour le premier jour et « coulées 350kW » pour le deuxième jour par rapport à la puissance nécessaire pour atteindre la fusion de la composition, mais également pour les différencier.

### **4.4.4 Résultats**

Le matériel a une fois de plus fonctionné et supporté les conditions de mesure. Les détections synchrones sont toujours réglées avec un temps d'intégration de 1 seconde afin de limiter au maximum le bruit de mesure. L'étalonnage a également été réalisé sur place afin de respecter au mieux les conditions de mesure.

Voici les résultats obtenus en pyrométrie bichromatique impulsionnelle pour 2 essais de mesure de la température de surface d'une coulée 50kW attendue pour 1600°C :

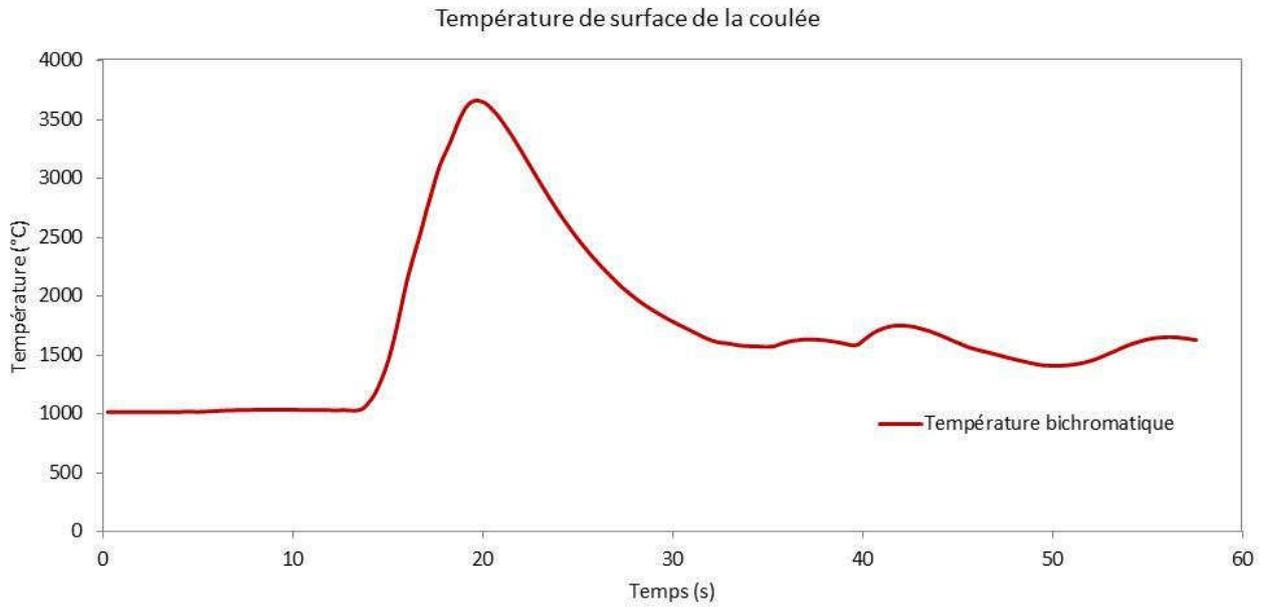


Figure 4.36 : Résultat de l'essai 1 pour la température de surface de la coulée 50kW en bichromatique

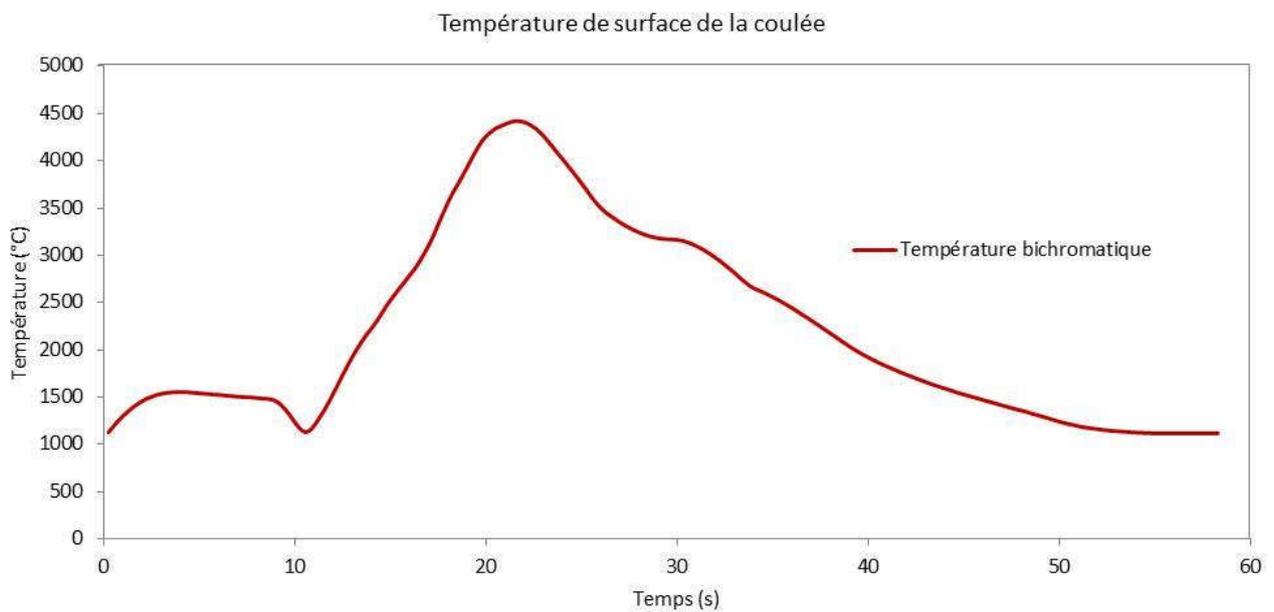


Figure 4.37 : Résultat de l'essai 2 pour la température de surface de la coulée 50kW en bichromatique

Voici maintenant les résultats obtenus en pyrométrie bichromatique impulsionnelle pour 2 essais de mesures de la température de surface d'une coulée 350kW attendue pour 2300°C :

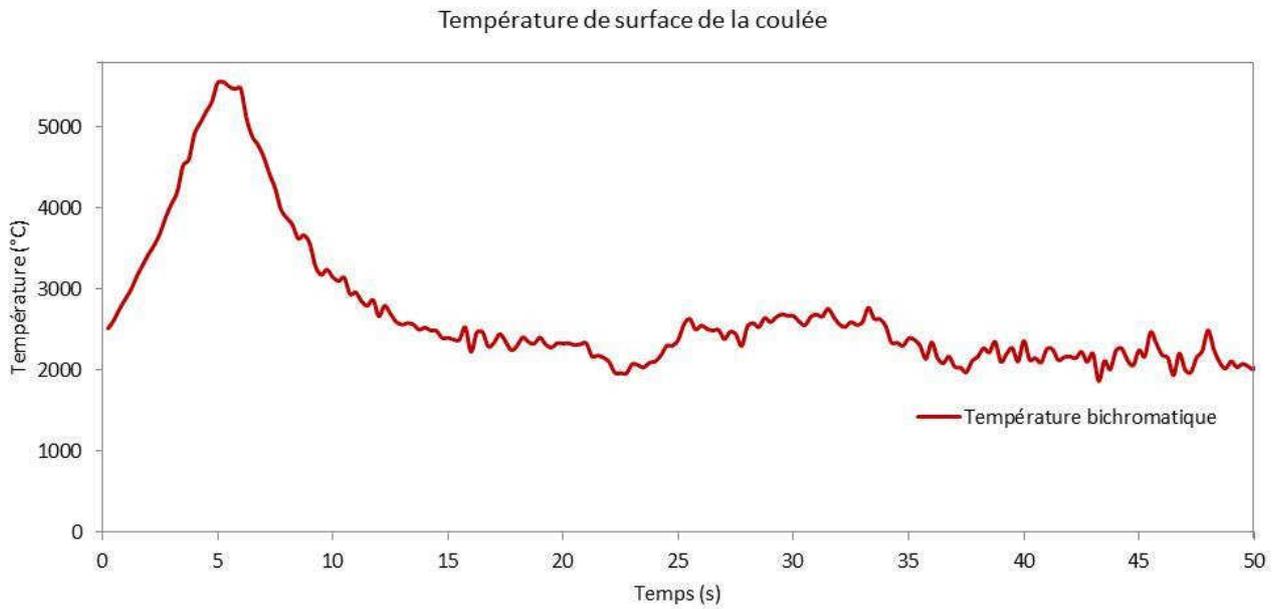


Figure 4.38 : Résultat de l'essai 1 pour la température de surface de la coulée 350kW en bichromatique

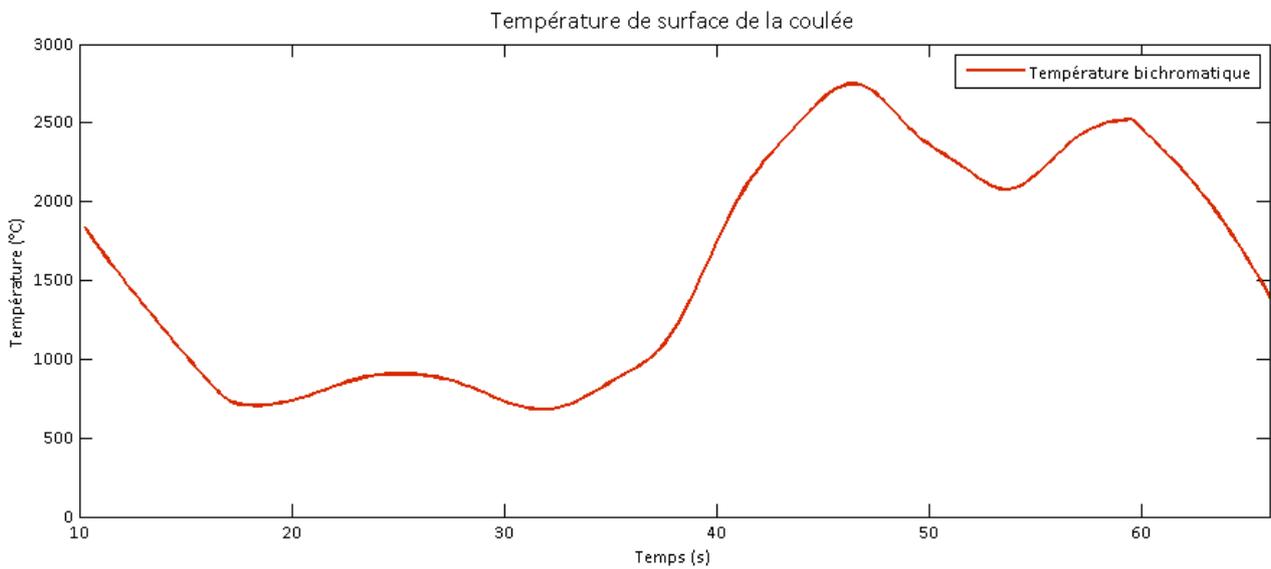


Figure 4.39 : Résultat de l'essai 2 pour la température de surface de la coulée 350kW en bichromatique

#### **4.4.5 Analyse**

Les signaux reçus étaient une fois encore supérieurs au bruit de mesure et les variations de ces signaux dues au phénomène global observé sont cette fois-ci beaucoup plus faibles. Ce phénomène dépend toujours de la température, de l'émissivité, de l'absorption du faisceau laser et enfin de la transmission des fumées aux différentes longueurs d'onde. Une constante de temps d'une seconde a été prise comme les précédentes mesures.

Les résultats obtenus pour les coulées à 1600°C théoriques sont satisfaisants quoique dégradés par la vapeur d'eau présente lors de ces coulées. Effectivement, dans cette configuration la coulée est directement versée dans une gouttière de récupération dans laquelle circule de l'eau avant d'être dirigée dans le moule. Le résultat est un intense dégagement de vapeur d'eau dans toute la salle d'essais. Le début de la coulée correspond à un brusque saut des signaux bruts, amplifiés par la diffusion du rayonnement de la coulée par la vapeur d'eau, avant le traitement des signaux par les deux détecteurs synchrones et le système met quelques dizaines de secondes (environ 30s) avant de se stabiliser. Il est possible qu'à cause de l'apparition aléatoire des fumées il y ait eu de brusques variations des signaux élémentaires par exemple en 0,1s une variation d'un facteur 5. Chaque signal est traité indépendamment, et est donc moyenné sur plusieurs secondes. Or la moyenne arithmétique de signaux variant suivant des lois exponentielles peut donner un rapport très différent du rapport bruité mais instantané des deux signaux.

Ceci est observé sur le résultat du premier essai (cf. figure 4.40), avec le début de la coulée aux alentours de 13-14 secondes et un temps de stabilisation d'environ 20 secondes avant d'atteindre la valeur moyenne de 1600°C, valeur moyennée de la fin de la stabilisation (vers 32 secondes) jusqu'à la fin de l'enregistrement.

Le phénomène est cependant bien plus présent et surtout gênant sur le deuxième essai (cf. figure 4.41), où on atteint bien un palier de 1550°C au début de la coulée (cette fois vers 3 secondes) avant d'obtenir des valeurs aberrantes dues à l'intense dégagement de vapeur d'eau présent lors de cette coulée. Celui était tel que la salle était remplie de cette vapeur, ayant pour effet de diffuser le rayonnement de la coulée par les molécules d'eau, éblouissant par la même occasion le système :

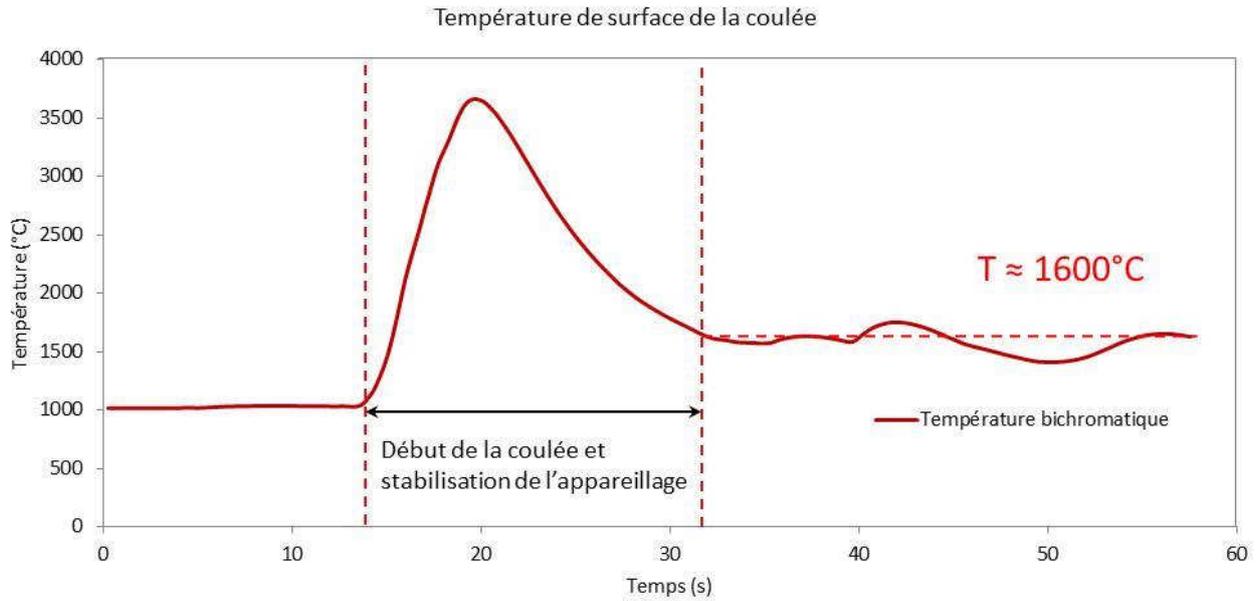


Figure 4.40 : Analyse de l'essai 1 pour la température de surface de la coulée 50kW en bichromatique

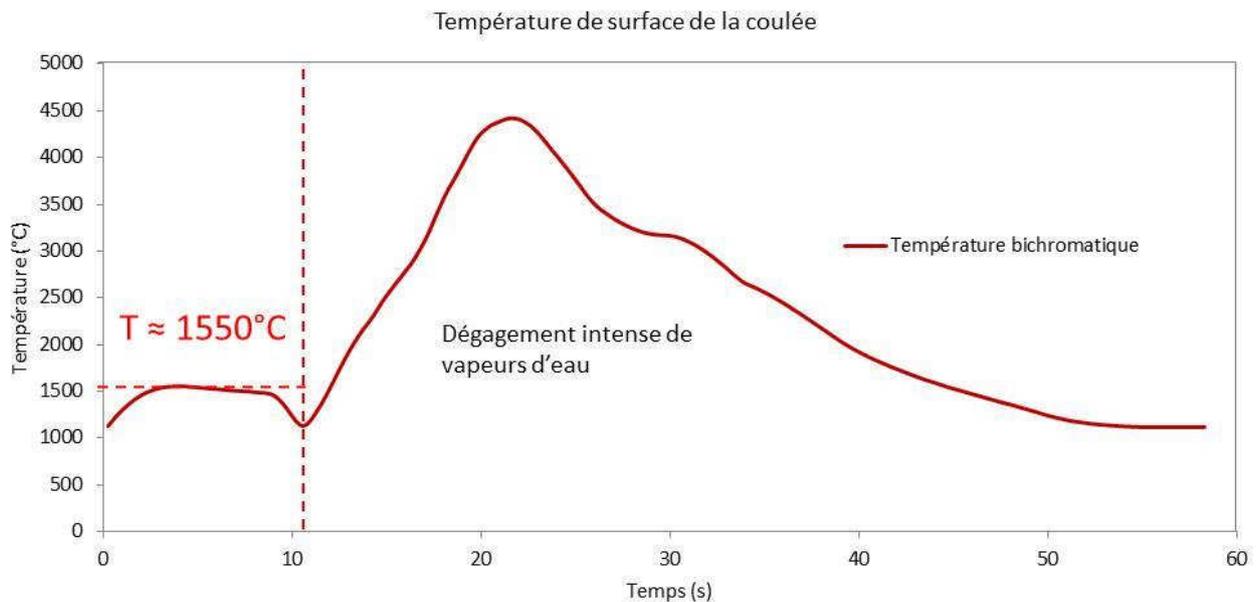


Figure 4.41 : Analyse de l'essai 2 pour la température de surface de la coulée 50kW en bichromatique

Ce dégagement intense de vapeur n'était heureusement pas présent (ou tout du moins beaucoup plus faible) lors des essais suivant à  $2300^{\circ}\text{C}$  théorique où la coulée n'est pas refroidie par eau avant le moule. On observe tout de même toujours cette période de stabilisation du système durant les 15-20 premières secondes de chaque essai. Concernant l'essai 1 figure 4.42, la température de surface se stabilise vers 15 secondes aux alentours de  $2300^{\circ}\text{C}$ , valeur moyennée obtenue de la fin de la stabilisation (vers 15 secondes) jusqu'à la fin de l'enregistrement. Résultat satisfaisant quoiqu'un peu bruité cette fois-ci à cause des fumées s'échappant du four lors de la coulée.

Le résultat obtenu pour l'essai 2 figure 4.43 est cependant moins exploitable bien que moins bruité. Effectivement, sur cet exemple la température recommence à augmenter vers 30 secondes avant d'osciller vers 2400°C jusqu'à la fin de la coulée vers 60 secondes. La température moyenne obtenue est donc toujours satisfaisante par rapport aux calculs empiriques donnant environ 2400°C et jusque-là vérifiés mais cependant moins précise. Il semblerait que les températures de surfaces ici obtenues soient légèrement plus élevées et, les fumées seules ne pouvant expliquer cette variation du signal, le facteur d'émission de la coulée à cette température semble responsable de ces fluctuations :

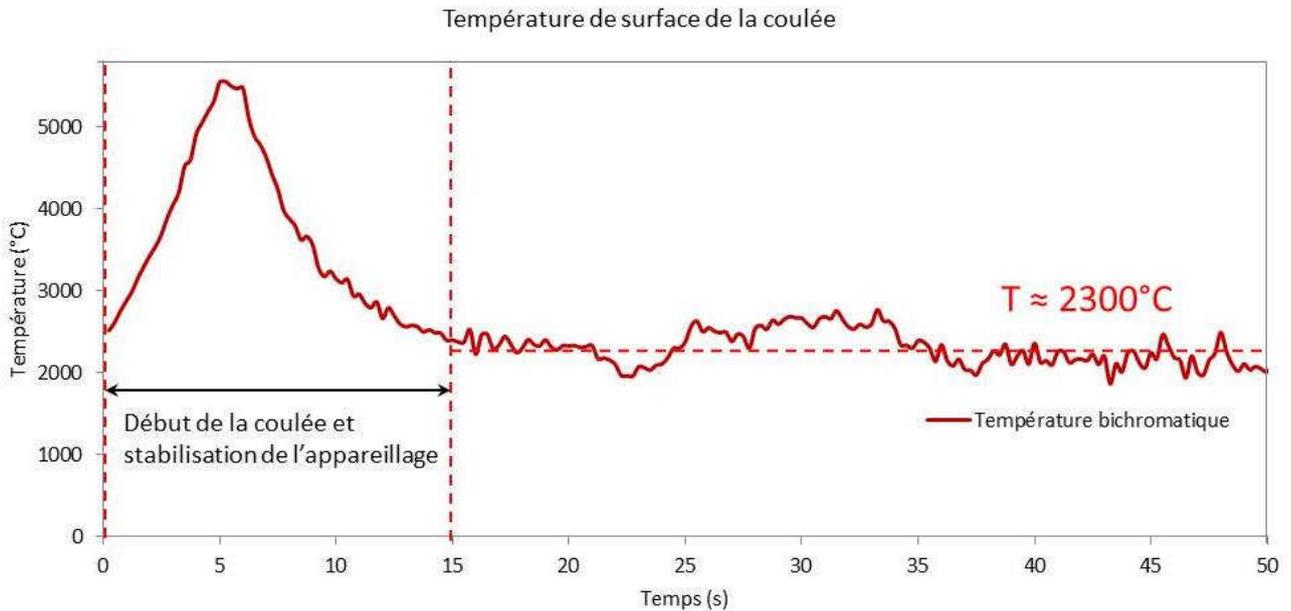


Figure 4.42 : Analyse de l'essai 2 pour la température de surface de la coulée 50kW en bichromatique

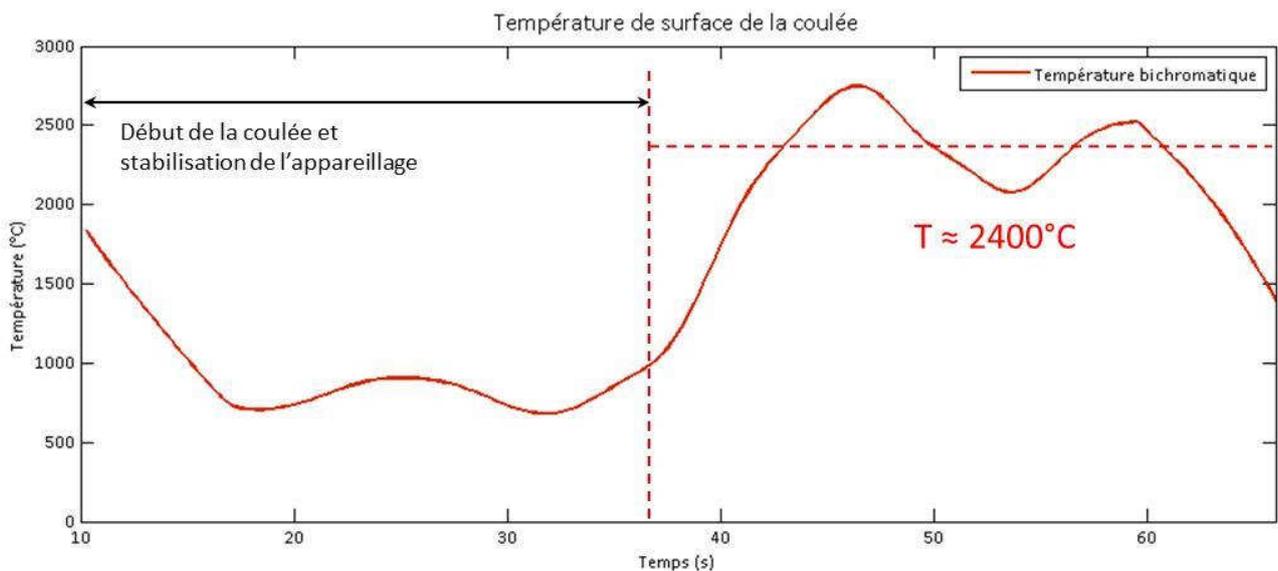


Figure 4.43 : Analyse de l'essai 2 pour la température de surface de la coulée 350kW en bichromatique

Toujours à titre de comparaison, voici les résultats obtenus en monochromatique impulsionnel. On précise que « T\_mono\_visible » représente la température monochromatique pour la voie visible, donnée par la relation, et « T\_mono\_ir » représente la température monochromatique pour la voie infrarouge, elle aussi donnée par la relation (voir chapitre 1).

Concernant les essais 1 & 2 à 50kW, on observe bien l'éblouissement de la voie infrarouge par la vapeur d'eau qui commence en même temps que la coulée, que l'on retrouve sur les résultats en bichromatique, aux alentours de 10 secondes. Pour l'essai 1 (cf. figure 4.44) la courbe fini par se stabiliser au même niveau que la courbe monochromatique de la voie visible, vers 1800°C. Ceci est environ 200°C plus élevé que la température attendue, ce qui peut s'expliquer par le fait que l'émissivité de la coulée est en réalité bien inférieure à 1 (hypothèse prise pour la pyrométrie monochromatique impulsionnelle).

Le constat est identique pour l'essai 2 (cf. figure 4.45), avec cette fois-ci la voie infrarouge complètement éblouie peu après le début de la mesure, comme décrit précédemment. La voie visible donne toujours une température de l'ordre de 1750-1800°C, ce qui prouve la répétabilité du système mais reste légèrement trop élevé pour les mêmes raisons que l'essai 1.

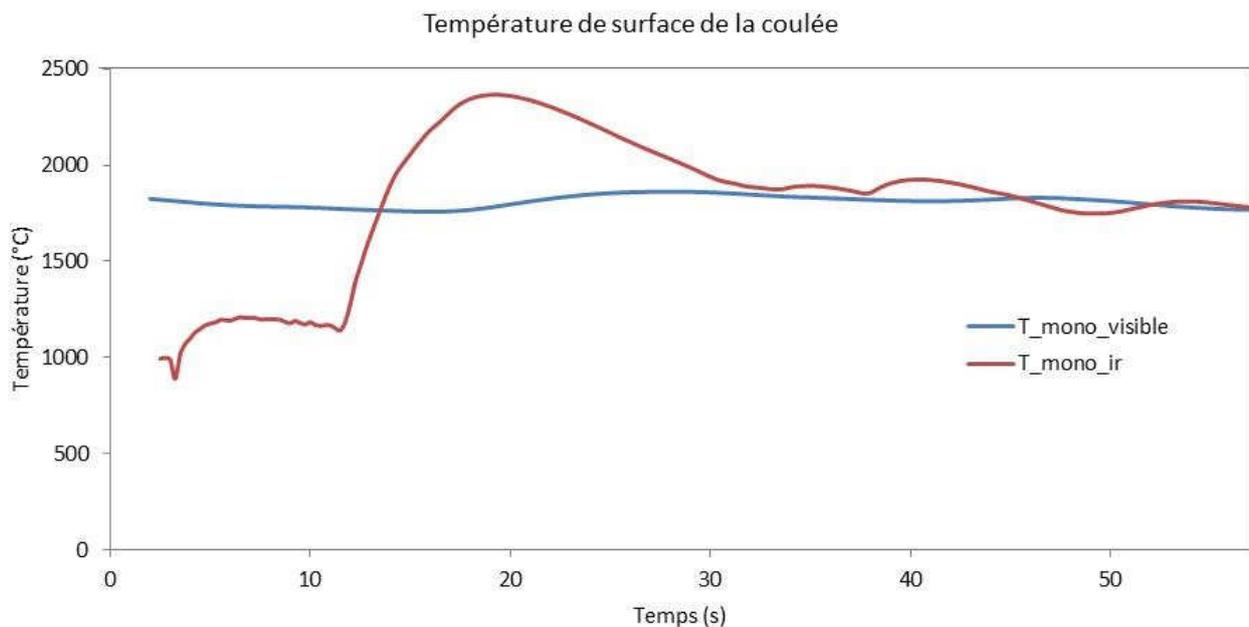


Figure 4.44 : Analyse de l'essai 1 pour la température de surface de la coulée 50kW en monochromatique

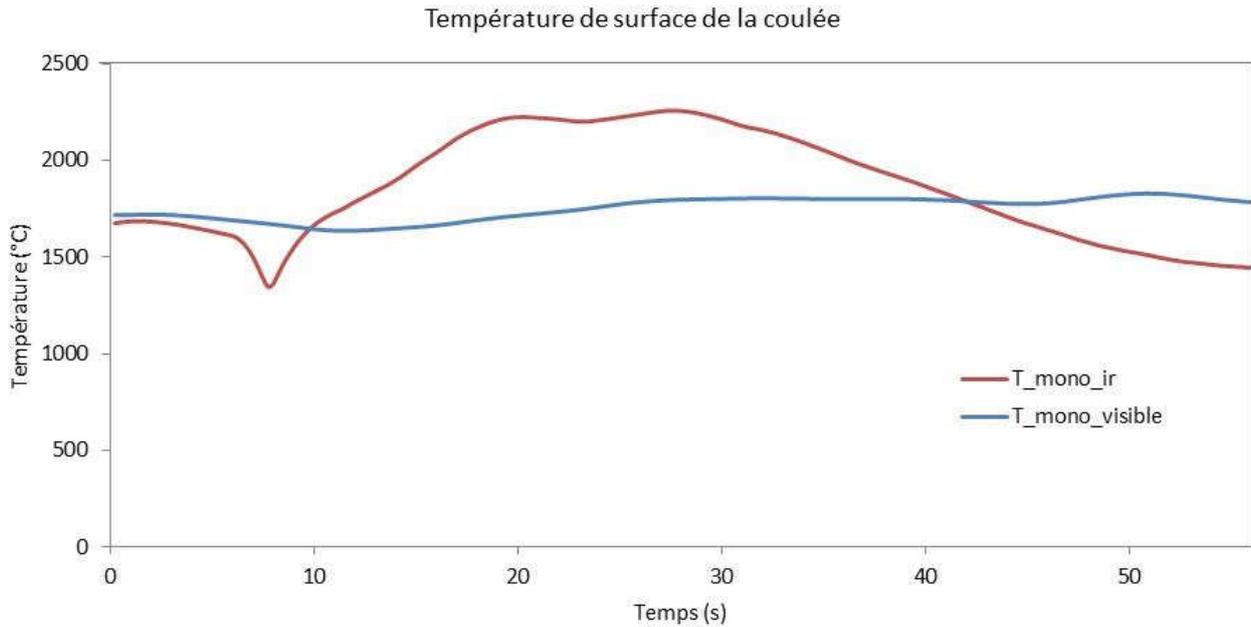


Figure 4.45 : Analyse de l'essai 2 pour la température de surface de la coulée 50kW en monochromatique

L'émissivité de la coulée semble donc jouer un rôle prépondérant pour une mesure monochromatique. Comme on le déduit d'après la relation ( ) donnant la température, le facteur critique est en réalité représenté par le coefficient  $\alpha\epsilon\tau$  regroupant donc le coefficient d'absorption du matériau étudié, son émissivité ainsi que son coefficient de transmission. Si celui-ci vaut 1 alors la température vraie calculée est égale à la température de luminance mesurée. Celui-ci n'est en réalité pas égal à 1 et peut donc être bien inférieur, impliquant que la température vraie est supérieure à la température de luminance. On rappelle la formule liant température vraie et température de luminance :

$$T_{vraie} = \frac{1}{\frac{1}{T_{luminance}} + \frac{\lambda}{c_2} \ln(\alpha\epsilon\tau)} \quad (4.3)$$

On observe la dispersion des mesures de températures vraies calculées selon les valeurs prises pour le coefficient  $\alpha\epsilon\tau$  sur les figures 4.46 et 4.47 pour les deux voies de mesures en prenant pour exemple une température de luminance mesurée de 2000°C.

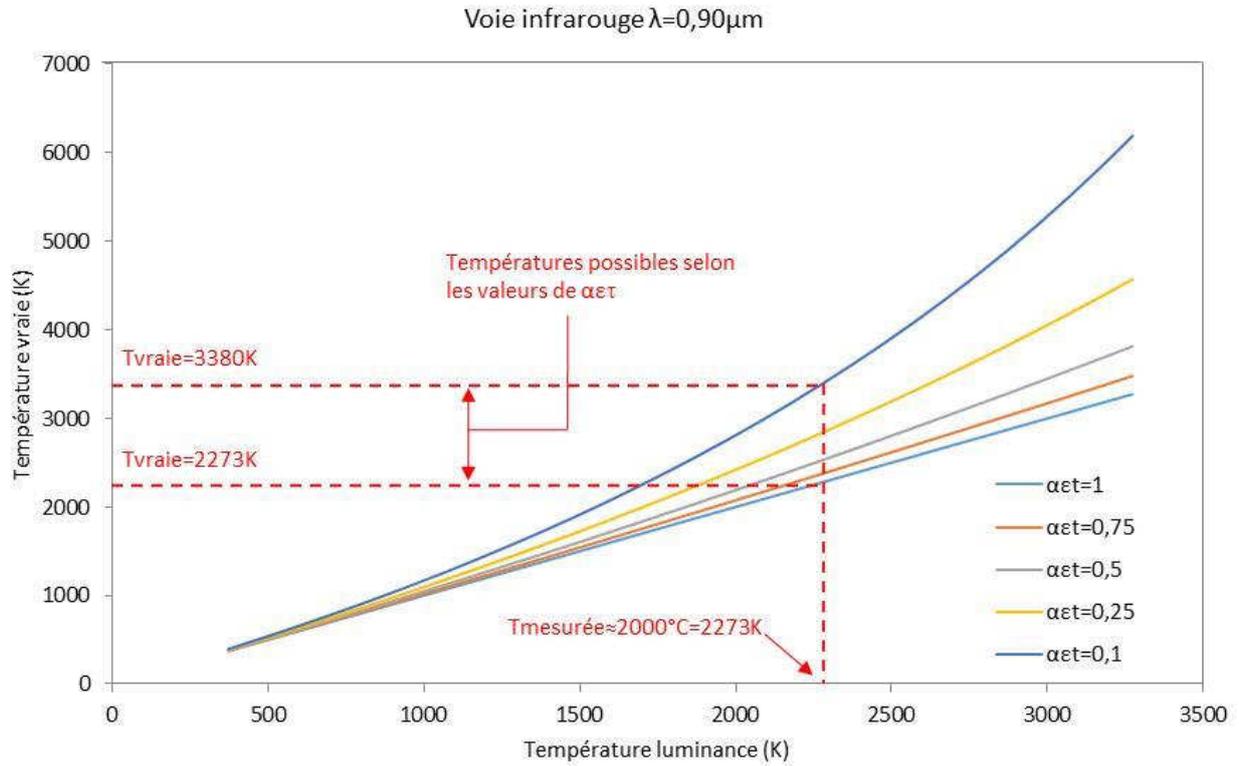


Figure 4.46 : Dispersion de la température vraie en fonction des valeurs de  $\alpha\tau$  sur la voie infrarouge

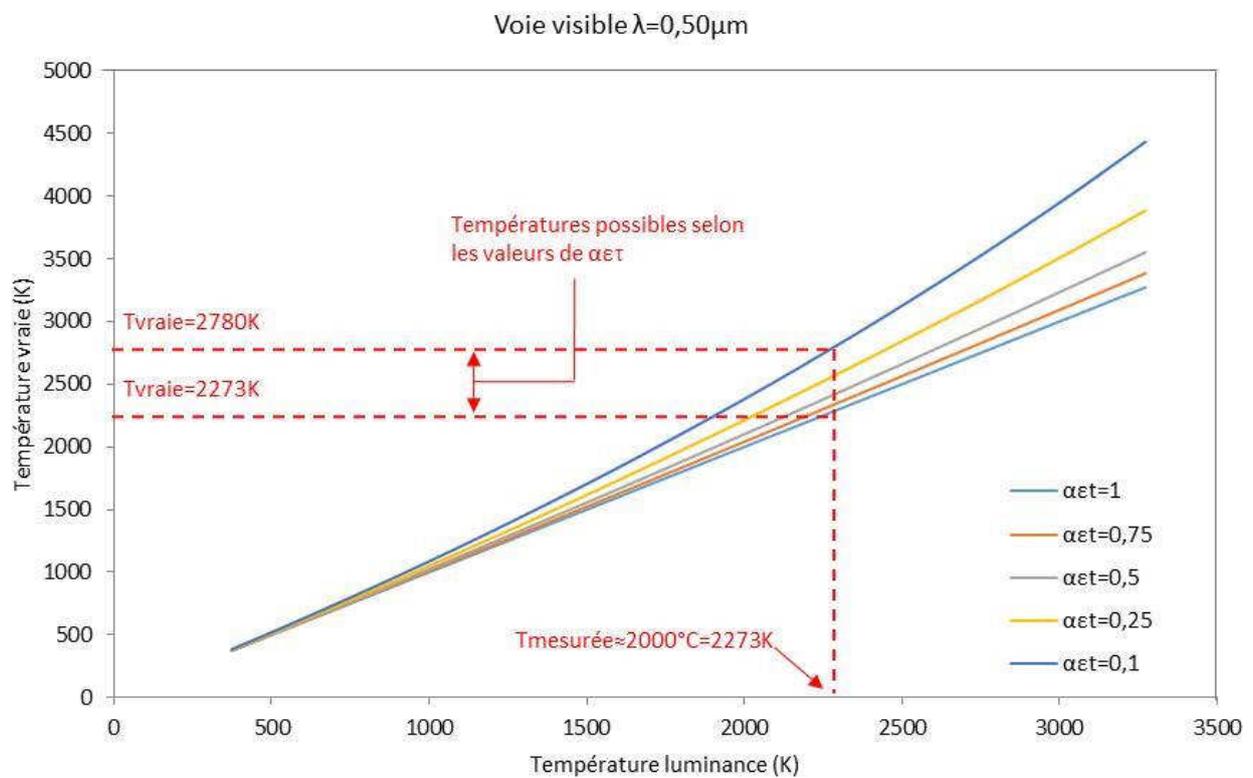


Figure 4.47 : Dispersion de la température vraie en fonction des valeurs de  $\alpha\tau$  sur la voie visible

On remarque que cette dispersion des valeurs est moins accentuée sur la voie visible (figure) que sur la voie infrarouge (figure) ce qui s'explique par le fait que la rayonnement thermique est majoritairement situé dans l'infrarouge (chapitre 2) et plus la température augmente, plus il augmente.

Les résultats obtenus en monochromatique pour les essais 1 et 2 à 350kW (cf. figures 4.48 et 4.49) illustrent l'influence de ce facteur. Les courbes sont effectivement stables mais trop faibles en température. Les courbes en pointillé montrent les valeurs de températures vraies dans le cas où  $\alpha\epsilon\tau = 0,1$ . Les valeurs recalculées restent néanmoins trop faibles et laissent supposer que  $\alpha\epsilon\tau$  encore inférieur. L'absorption des fumées est également visible, principalement pour l'essai 4, avec la présence de valeurs aberrantes qui ont été supprimées afin de ne pas lisser la courbe :

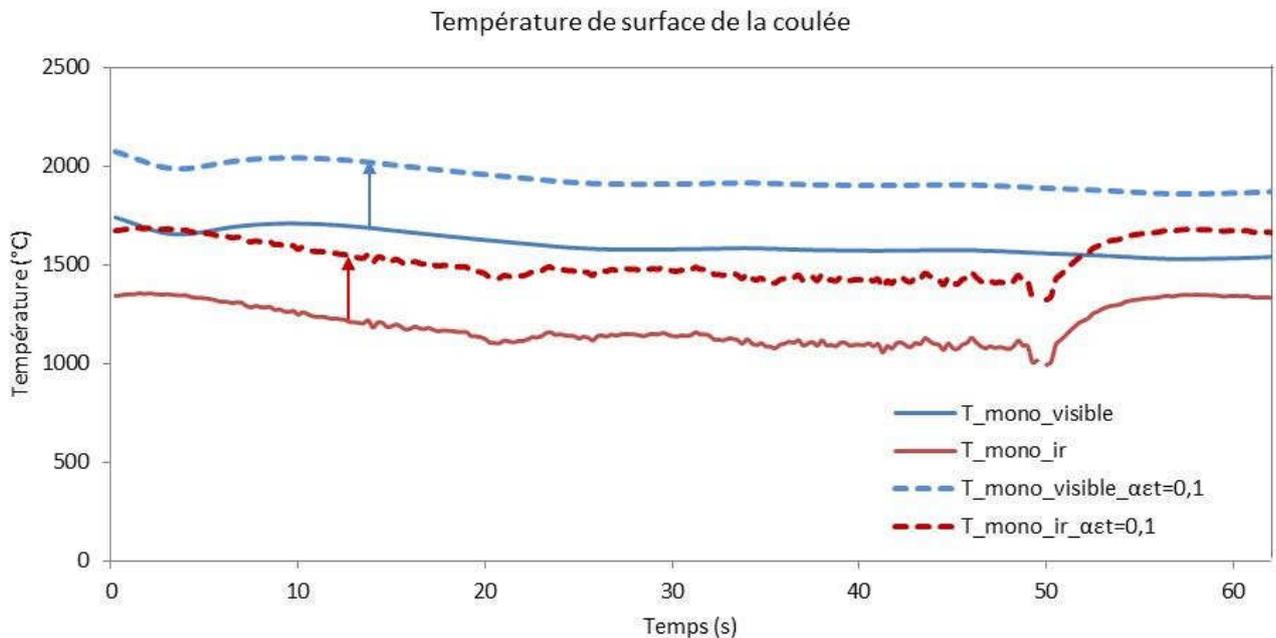


Figure 4.48 : Analyse de l'essai 1 pour la température de surface de la coulée 350kW en monochromatique

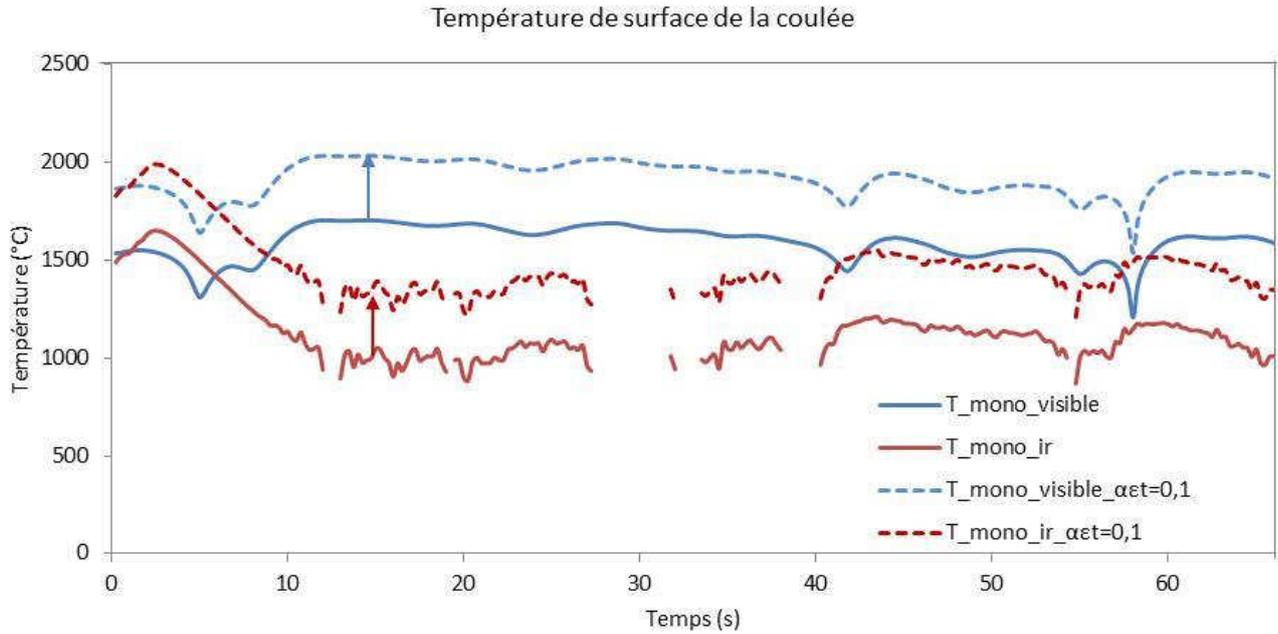


Figure 4.49 : Analyse de l'essai 2 pour la température de surface de la coulée 350kW en monochromatique

#### 4.4.6 Conclusion et perspectives

La méthode de pyrométrie bichromatique impulsionnelle prouve encore son intérêt pour mesurer la température d'une surface, cette fois-ci à l'état liquide et rapidement mouvante, en surmontant d'intenses dégagements gazeux ainsi que l'émissivité constamment changeante, en milieu industriel particulièrement perturbé. L'appareillage a également bien résisté aux conditions de mesures près du four pivotant.

Les résultats obtenus pour la température de surface de coulée en bichromatique sont cependant légèrement moins satisfaisants en termes de température moyenne bien que situé dans le domaine des températures théoriques. Ceci s'explique principalement par le très intense dégagement de vapeur d'eau lors des essais 1 & 2, dégagement d'une telle intensité qu'aucun autre appareil optique n'aurait pu mesurer le rayonnement de la coulée. Les fenêtres de mesures réussies sont donc de quelques dizaines de secondes sur l'ensemble de la durée de la coulée, correspondant au moment où l'intensité de la vapeur d'eau était moindre et permettait par conséquent les mesures. Résultats finalement considérés comme concluants au vu des différents phénomènes absorbants mis en jeu.

Le dégagement de vapeur d'eau était bien moins important lors des essais 3 & 4 (mais cependant toujours présent), d'où de meilleurs résultats. Les fumées provenant du four sont cependant responsables des oscillations obtenues. Ces deux mesures à très hautes températures (températures mesurées de respectivement 2300 et 2400°C environ) illustrent cependant bien l'influence du facteur  $\alpha\epsilon\tau$  présenté précédemment et particulièrement le fait que celui-ci semble être très faible à hautes températures (typiquement inférieur à 0,1).

Bien que les résultats soient légèrement moins concluants que pour les mesures sur le bain de verre, ils ne sont pas pour autant négligeable au vu des conditions particulières du centre de recherche notamment la visée longue distance avec une certaine incidence sur un liquide visqueux mouvant à très hautes températures avec une émissivité changeante sans oublier l'intense dégagement de vapeur d'eau. La voie infrarouge est la plus impactée par ces phénomènes, et également par les émanations de fumées (indéterminées) provenant du four responsables des valeurs aberrantes. La voie visible est cependant beaucoup plus stable mais moins sensible et souvent proche de la saturation comme pour les mesures sur le bain de verre, sans compter que l'évolution du facteur  $\alpha \varepsilon \tau$  joue également mais moins que sur la voie infrarouge.

Les conclusions de ces essais sur des coulées de compositions en fusion pour matériaux réfractaires sont donc sensiblement les mêmes que pour les précédentes mesures sur le bain de verre, à savoir le fait de se déplacer vers l'infrarouge lointain en abandonnant la voie visible un peu trop sujette à la saturation dans de telles configuration (très hautes températures, rayonnement thermique très intense) au profit d'un pyromètre bichromatique impulsif infrarouge. Une étude spectrométrique des émanations de fumées du four pourrait également permettre d'affiner le domaine de longueur d'onde dans l'infrarouge, en évitant les éventuelles raies d'absorption liées à ces fumées.

L'appareillage développé et amélioré au laboratoire a donc fait ses preuves dans le domaine des mesures optiques de hautes températures en milieu industriel perturbé, particulièrement représentatif de l'industrie verrière. Mais son utilité ne s'arrête pas là, on peut en effet utiliser le principe de la photothermométrie afin de déterminer de nombreuses caractéristiques d'un matériau comme son épaisseur et sa diffusivité thermique, principe détaillé dans le chapitre suivant.



## Chapitre 5 : Détermination de l'épaisseur d'une couche par photothermométrie

Ce cinquième chapitre présente l'étude et les résultats obtenus sur la détermination de la tenue en température d'une couche de peinture lubrifiante. Il décrit les enjeux de la mesure, le détail des essais effectués ainsi que les résultats et leur analyse.

### Nomenclature :

K : Conductivité thermique ( $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ).

$\rho$  : Masse volumique ( $\text{kg.m}^{-3}$ ).

C : Chaleur spécifique ( $\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ).

a : Diffusivité thermique ( $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$ ).

$f_c$  : Distance focale du système optique (cm).

f : Fréquence de pulsation du laser (Hz).

## 5.1 Rappels historiques et principe de l'étude

L'intérêt des méthodes de mesures optiques actives ne s'arrête pas aux mesures de température de surface. Elle peut notamment permettre de déterminer à distance des épaisseurs de couches minces de peinture ou de dépôts de suies comme nous allons le voir par la suite.

Dans de nombreux procédés industriels et mécaniques, la lubrification de certaines pièces est particulièrement importante. Celle-ci est nécessaire afin d'éviter tous dommages ou usure du produit par frottements répétés (comme par exemple dans le cas de moule).

Les problèmes générés par les frottements ont engendré l'utilisation de corps lubrifiant et ce depuis l'Antiquité, avec des produits d'origine animale ou végétale, les plus anciennes preuves remontant à l'Egypte ancienne avec la lubrification des engrenages par du suif. C'est cependant le développement des moyens de transports qui a réellement développé les produits lubrifiants en posant de vrais problèmes de frottements. La fabrication de lubrifiant quitta alors le stade artisanal durant la révolution industrielle notamment avec la généralisation des machines à vapeurs puis vint l'avènement de l'industrie pétrolière avec les lubrifiants associés (huile, goudrons, etc). Les 50 dernières années ont particulièrement marqué l'industrie des produits lubrifiants notamment par le fait que la charge et la vitesse des machines industrielles ont été décuplées.

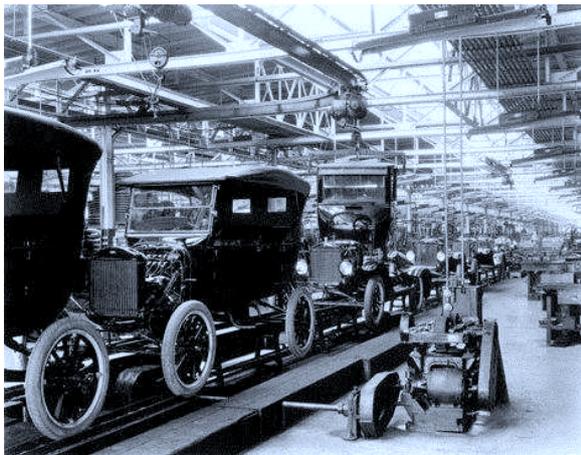


Figure 5.1 : Comparaison entre une chaîne de production automobile chez Ford en 1913 (à gauche) et chez Tesla en 2014 (à droite)

Le développement de l'industrie aérospatiale et nucléaire ont également fait apparaître de nouveaux problèmes (notamment en termes de tenue à hautes températures) et certains lubrifiants dits « de pointe » sont aujourd'hui utilisés quotidiennement (comme les huiles synthétiques autrefois réservées à la compétition automobile et actuellement disponibles dans n'importe quelle station-service).

Les lubrifiants ont de nombreuses fonctions parmi lesquelles :

- Diminution des frottements et des résistances passives dans les machines, amélioration de leur rendement et économie d'énergie ;
- Protection des organes lubrifiés contre les diverses formes de corrosion et d'usure, contribution à leur longévité ;
- Evacuation de la chaleur produite dans les moteurs ou lors de l'usinage, favorisant l'équilibre thermique des machines ;
- Amélioration de l'étanchéité vis-à-vis des gaz, liquides ou poussières ;
- Elimination des impuretés et des débris d'usure ;
- Transmission de l'énergie ou de la chaleur ;
- Isolation électrique ;
- Amélioration de l'état de surface des pièces usinées ;
- Etc.

La problématique de ce chapitre correspond à la dégradation d'une couche de lubrifiant, que nous appellerons par la suite « peinture lubrifiante », à des températures de l'ordre de 450-500°C. L'entreprise concernée lubrifie régulièrement sa chaîne de production dont les températures peuvent donc atteindre 500°C. Elle s'est rendu compte que la couche de lubrifiant se dégrade plus ou moins rapidement à cause de la chaleur et doit donc régulièrement lubrifier la chaîne afin d'éviter tous dommages. Elle cherche donc une méthode de mesure non intrusive afin de pouvoir déterminer l'épaisseur de peinture lubrifiante restante et donc d'optimiser le procédé en optimisant les temps de lubrification sur la chaîne de production. La technique de photothermométrie, méthode optique active, a été retenue compte tenu des conditions de mesures mais aussi car elle permet de déterminer la profondeur de pénétration [41].

Les échanges thermiques mis en jeu sont nombreux mais principalement représentés par :

- Transfert des calories (transfert par rayonnement et conduction) ;
- Transfert thermique (transfert par rayonnement et conduction à travers une couche d'interface) ;

La maîtrise des transferts thermiques joue évidemment un rôle très important sur la qualité de l'article fabriqué. La problématique est donc la suivante : comment déterminer l'épaisseur de peinture suffisante et combien de temps dure-t-elle. Effectivement, cette couche de peinture lubrifiante s'altère au cours du temps à cause des différents transferts thermiques et frottements cités précédemment.

## 5.2 Détermination de l'épaisseur d'une couche de peinture lubrifiante

L'étude se déroule en deux temps, on modélise le principe à l'aide d'un logiciel spécifique dans un premier temps avant de conduire les tests réels en laboratoire.

### 5.2.1 Modélisation

On rappelle dans un premier temps que la propagation de la chaleur est régie par l'équation générale de transfert de chaleur par conduction où on doit à l'interface exprimer l'anisotropie du milieu :

$$\rho C \frac{\partial T}{\partial t} = \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( K \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( K \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( K \frac{\partial T}{\partial z} \right) \right] \quad (5.1)$$

Avec :

$K$  : la conductivité thermique en  $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$

$\rho$  : la masse volumique en  $\text{kg.m}^{-3}$

$C$  : la chaleur spécifique en  $\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$

Nous avons dans cette étude fait varier les conductivités thermiques comme suit :  $30 < K_{\text{peinture}} < 110 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  et  $10 < K_{\text{substrat}} < 50 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ .

Les caractéristiques de la peinture lubrifiante utilisée par l'industriel ne sont pas connues, c'est pourquoi les valeurs de conductivité choisies pour la simulation couvrent un éventail relativement large et basé sur des valeurs de conductivité thermique de matériaux conducteurs.

Concernant le substrat qui représente le constituant des pièces de la chaîne, le choix s'est porté sur de la fonte, matériau très proche de celui utilisé en production.

Dans la littérature on trouve les valeurs suivantes pour de la fonte à la température ambiante :

$$K = 50 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$$

$$\rho = 7800 \text{ kg.m}^{-3}$$

$$C = 0,54 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$$

Soit  $a = K/\rho C$  (diffusivité thermique) =  $12.10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ , cette valeur devrait logiquement diminuer à  $450^\circ\text{C}$ .

Les matériaux conducteurs sont connus pour avoir une conductivité thermique qui diminue avec la température ambiante. La diminution de la diffusivité thermique avec l'augmentation de la température influence la dépendance en température de la conductivité thermique dans la région des hautes températures. La chaleur spécifique diminue fortement en dessous de la température ambiante et influence la dépendance en température de la conductivité thermique dans cette région.

La simulation a été réalisée à l'aide d'un logiciel de modélisation utilisant le principe des éléments finis pour la résolution de l'équation précédente. La méthode des quadripôles thermique [42] nous a donné des résultats identiques.

La simulation du phénomène consiste à éclairer une couche de peinture de différentes épaisseurs, posée sur un substrat en fonte représentant la pièce à lubrifier, et de longueur considérée comme infinie devant l'épaisseur de peinture comme le représente le graphe ci-dessous :

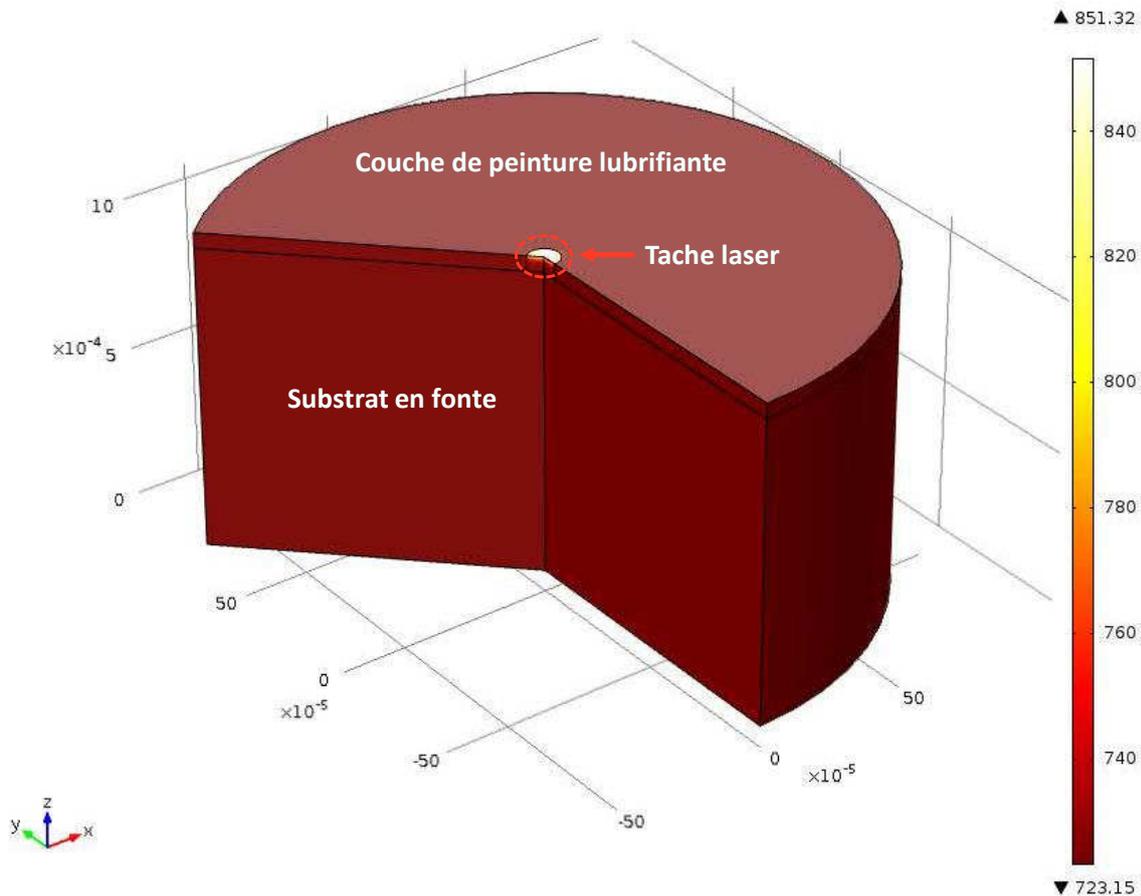


Figure 5.2 : Schéma de la modélisation du substrat en fonte avec une couche de peinture lubrifiante

On notera qu'il est possible de calculer analytiquement les champs de températures d'un milieu semi-infini uniformément éclairé selon la formule suivante [43], pour un point de coordonnées cylindriques  $(r, \theta, z)$  :

$$T = \frac{aq}{2K} \int_0^\infty J_0(\lambda r) J_1(\lambda a) \left\{ e^{-\lambda z} \operatorname{erfc} \left( \frac{z}{2(Kt)^{\frac{1}{2}}} - \lambda(Kt)^{\frac{1}{2}} \right) - e^{\lambda z} \operatorname{erfc} \left( \frac{z}{2(Kt)^{\frac{1}{2}}} + \lambda(Kt)^{\frac{1}{2}} \right) \right\} \frac{d\lambda}{\lambda} \quad (5.2)$$

Avec :

$a$  : le diamètre de la zone éclairée ;

$q$  : le flux de chaleur apporté en  $\text{W.m}^{-2}$  ;

$J_0(\lambda r)$  et  $J_1(\lambda a)$  : les fonctions de Bessel associées à ce problème.

Ces calculs sont néanmoins fastidieux lorsque l'on cherche un profil de température en 2D, d'où l'emploi d'un tel logiciel.

Les graphes suivants correspondent à un éclairage uniforme d'un disque de 100 $\mu$ m de diamètre pendant une durée de 200 $\mu$ s. On a représenté la demi-coupe des profils de température en fonction du temps. Ces profils ont été calculés pour 3 épaisseurs de peinture : 50, 5 et 0 $\mu$ m. Cette dernière valeur correspondant à la fonte seule. La température maximale étant fixée par l'industriel à 1500°C, le flux énergétique est par conséquent différent selon la valeur de conductivité. Les résultats ont été obtenus pour trois valeurs de conductivité de la fonte d'où trois valeur de flux afin d'atteindre les 1500°C dans les trois cas, la fonte étant initialement à 723 K soit 450°C (cf. figure 5.3).

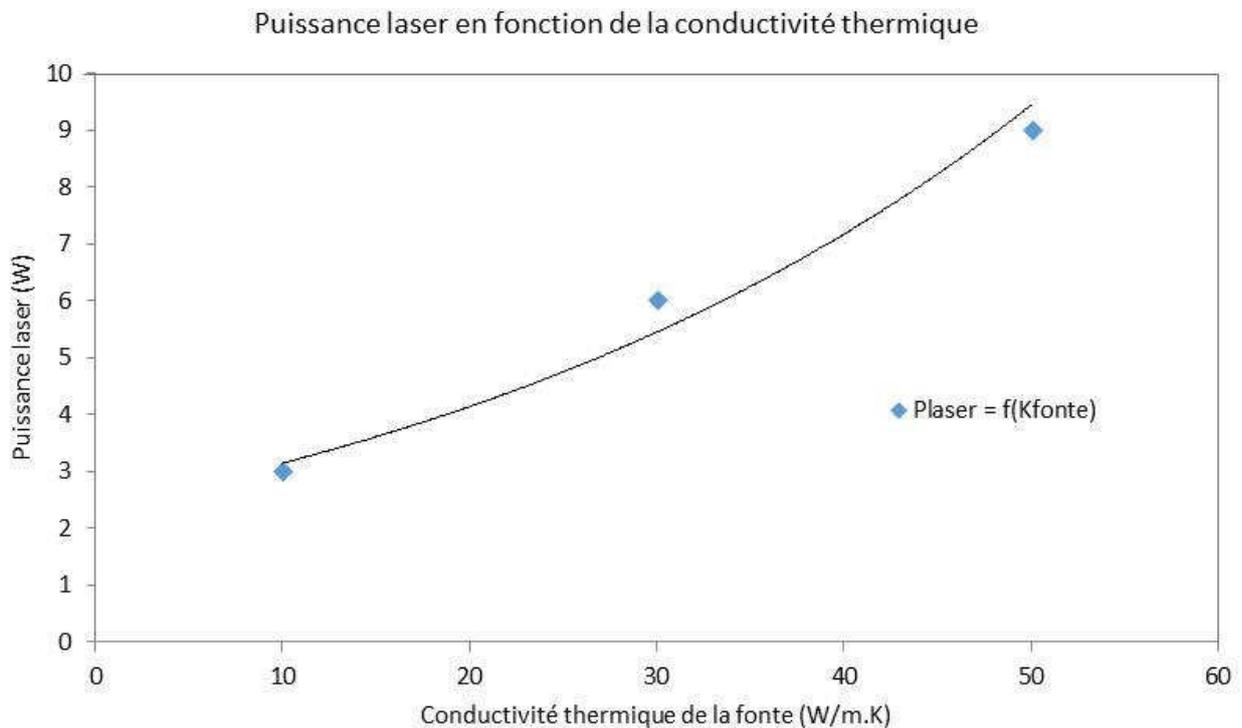


Figure 5.3 : Évolution de la puissance laser nécessaire pour obtenir une température de surface de 1500°C selon la conductivité thermique de la fonte.

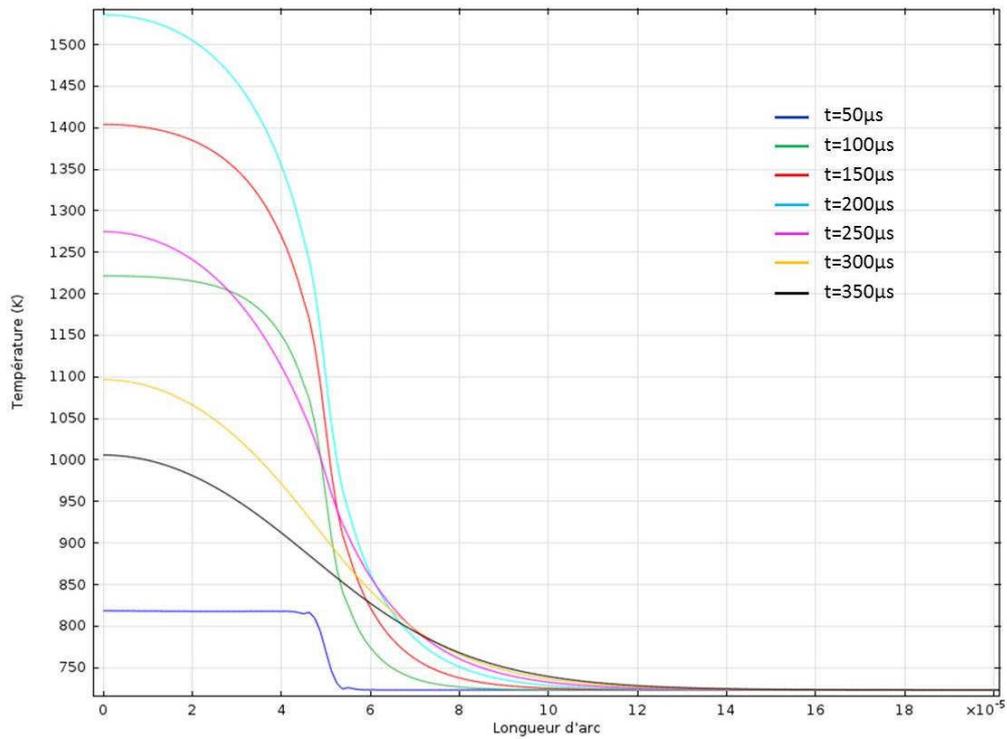


Figure 5.4 : Champs de températures en surface de la fonte nue pour une conductivité thermique de  $10 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  et un flux de  $3\text{W}$ .

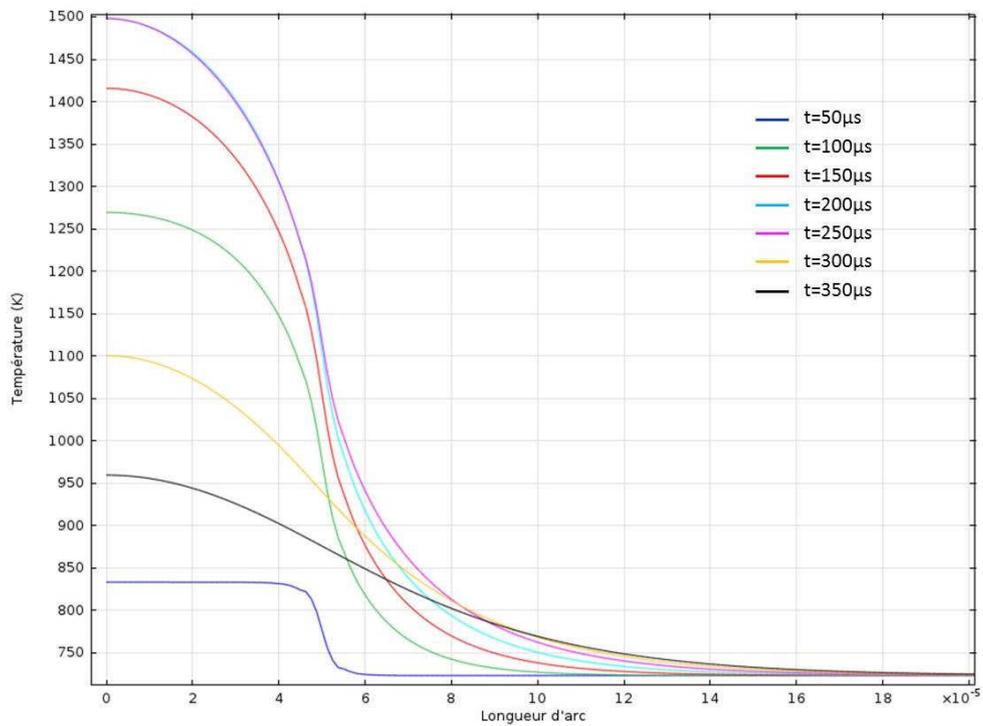


Figure 5.5 : Champs de températures en surface de la fonte nue pour une conductivité thermique de  $30 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  et un flux de  $6\text{W}$

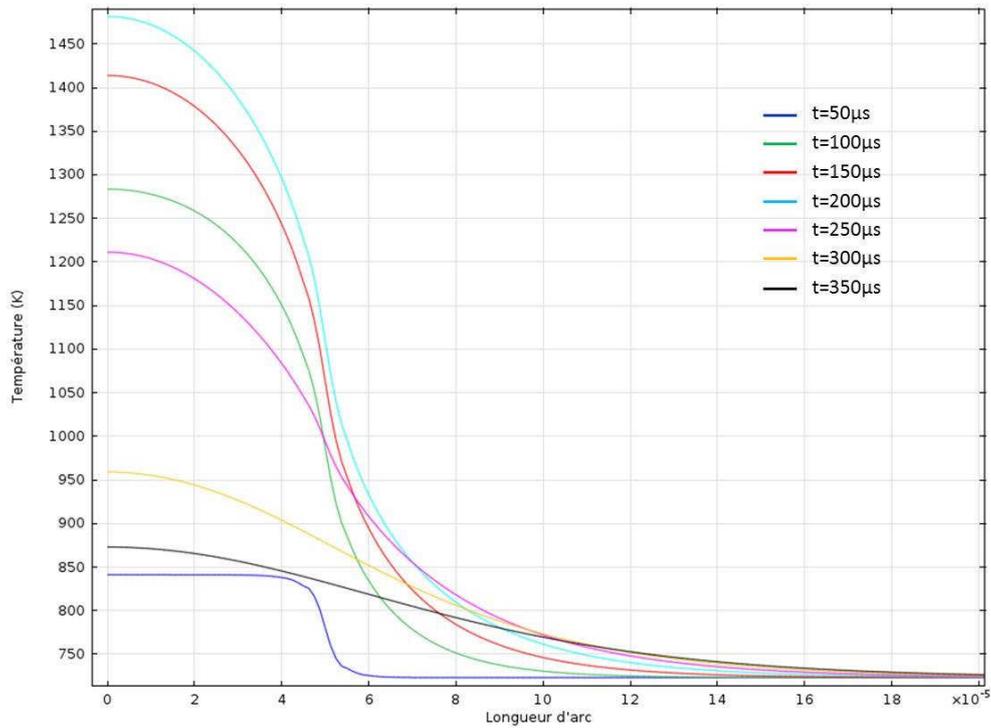


Figure 5.6 : Champs de températures en surface de la fonte nue pour une conductivité thermique de  $50 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  et un flux de  $9\text{W}$

**Remarque :** les figures 5.4, 5.5 et 5.6 correspondent à l'impact sur la fonte nue. On vérifie donc que pour obtenir la même température de surface avec une conductivité thermique croissante il faut augmenter la puissance du laser (figure 5.3). Les effets du rayonnement thermique qui à  $1500^\circ\text{C}$  serait de l'ordre de  $6.10^5 \text{ W/m}^2$  ont ici été négligés. Ce flux réémis est négligeable par rapport au flux incident

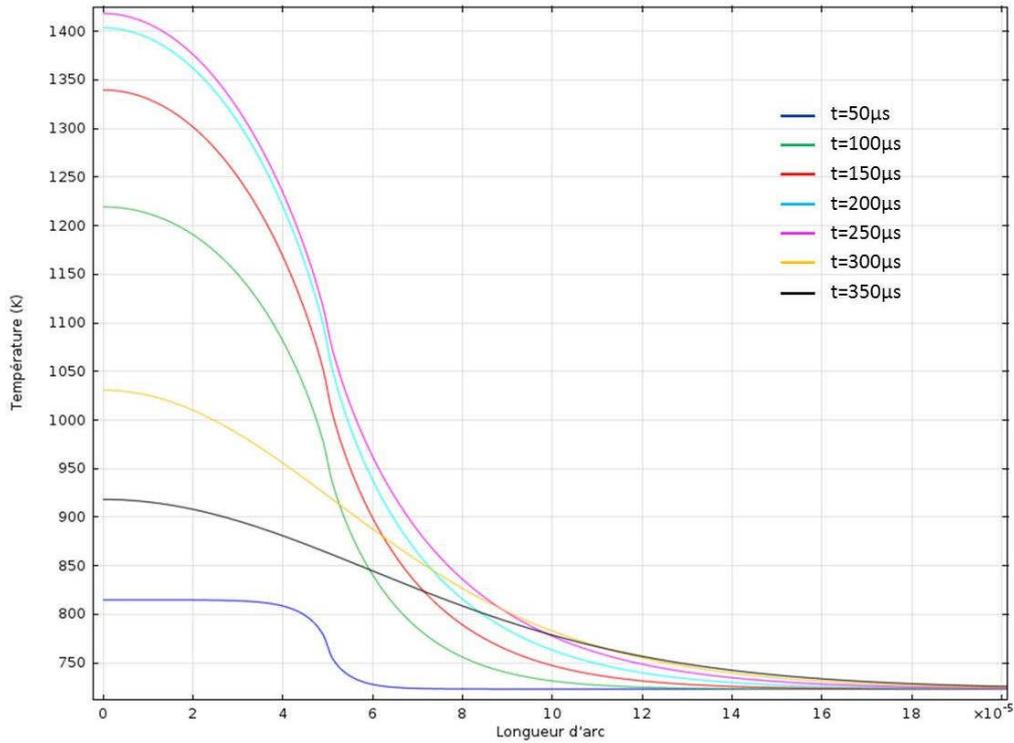


Figure 5.7 : Champs de températures en surface pour une épaisseur de peinture de 5 μm et des conductivités thermiques peinture/fonte de respectivement 70 et 30 W.m<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup>.

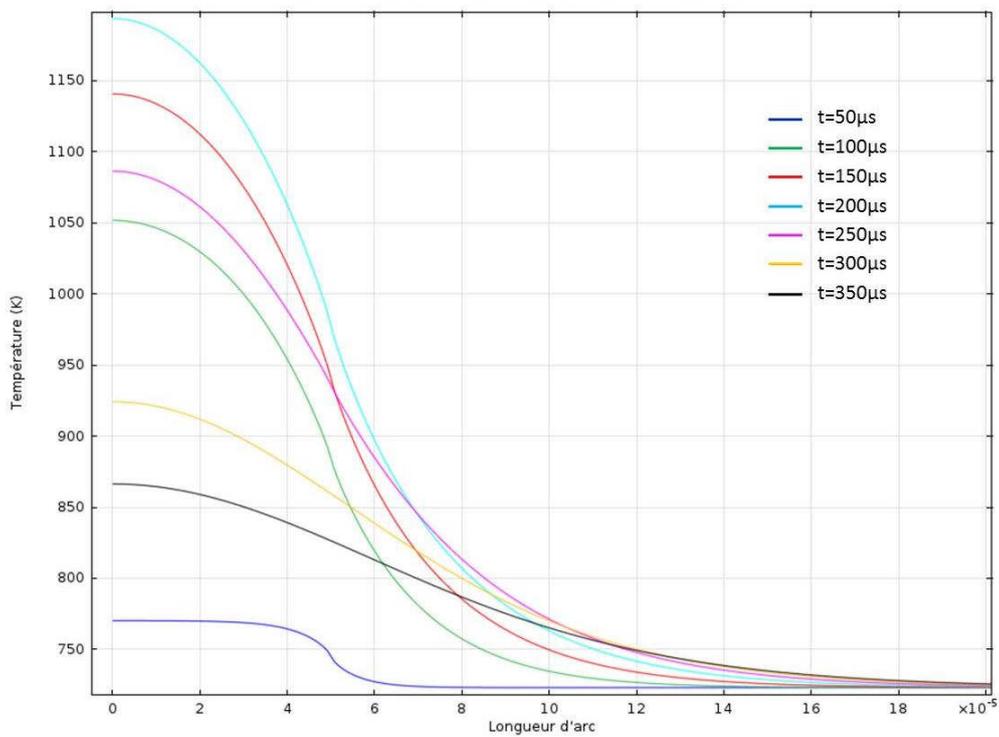


Figure 5.8 : Champs de températures en surface pour une épaisseur de peinture de 5 μm et des conductivités thermiques peinture/fonte de respectivement 70 et 30 W.m<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup>.

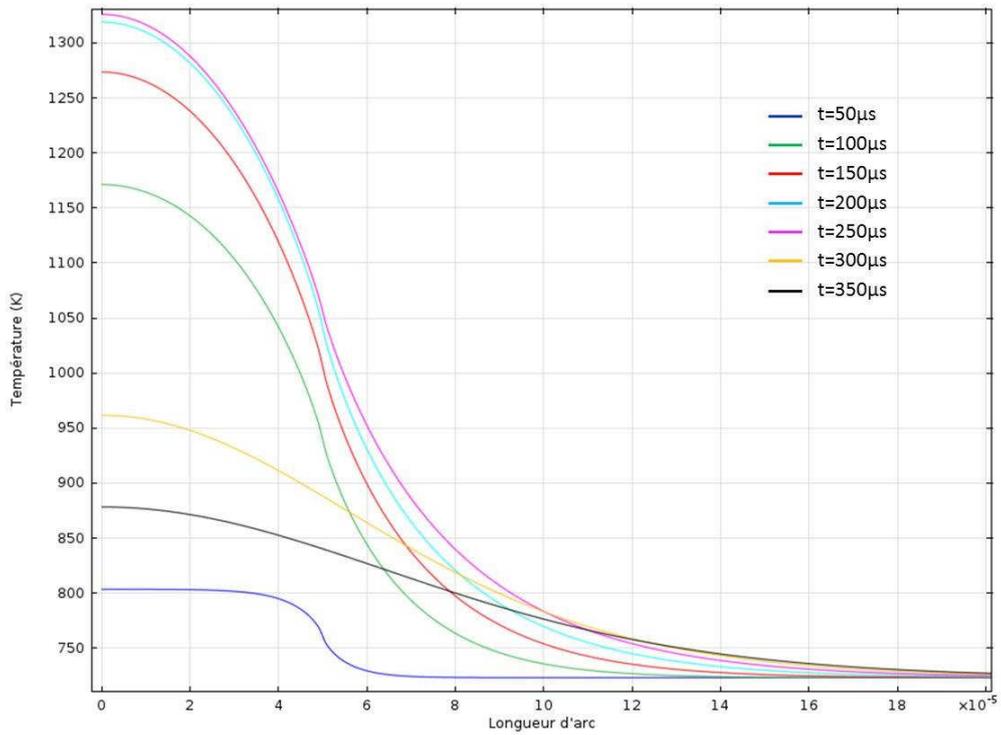


Figure 5.9 : Champs de températures en surface pour une épaisseur de peinture de  $5\mu\text{m}$  et des conductivités thermiques peinture/fonte de respectivement  $110$  et  $30 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ .

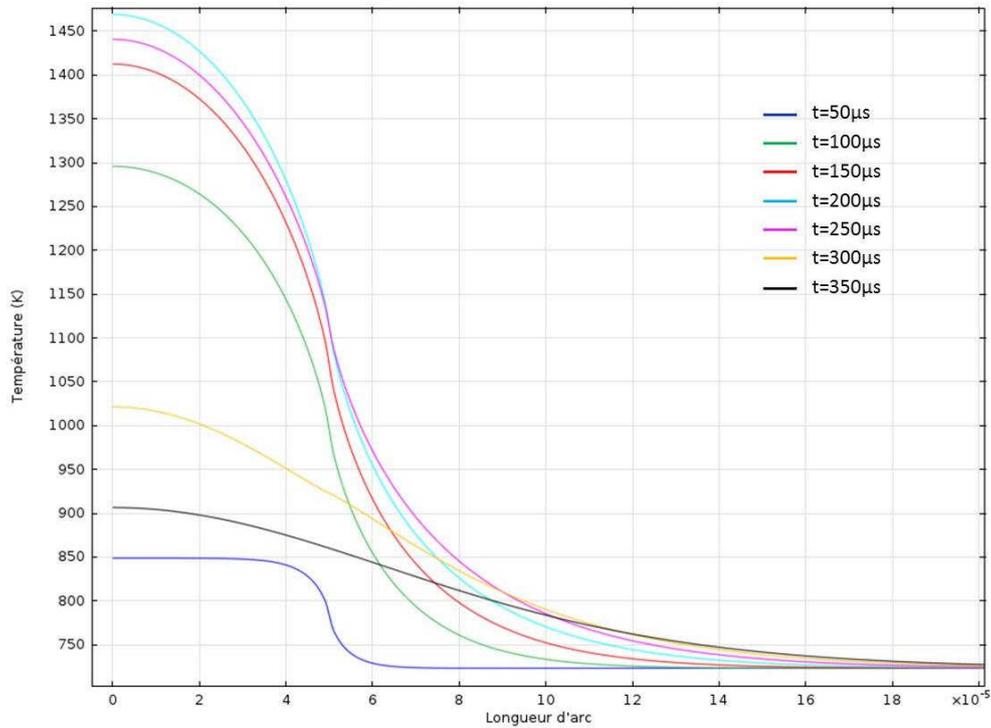


Figure 5.10 : Champs de températures en surface pour une épaisseur de peinture de  $5\mu\text{m}$  et des conductivités thermiques peinture/fonte de respectivement  $70$  et  $50 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ .

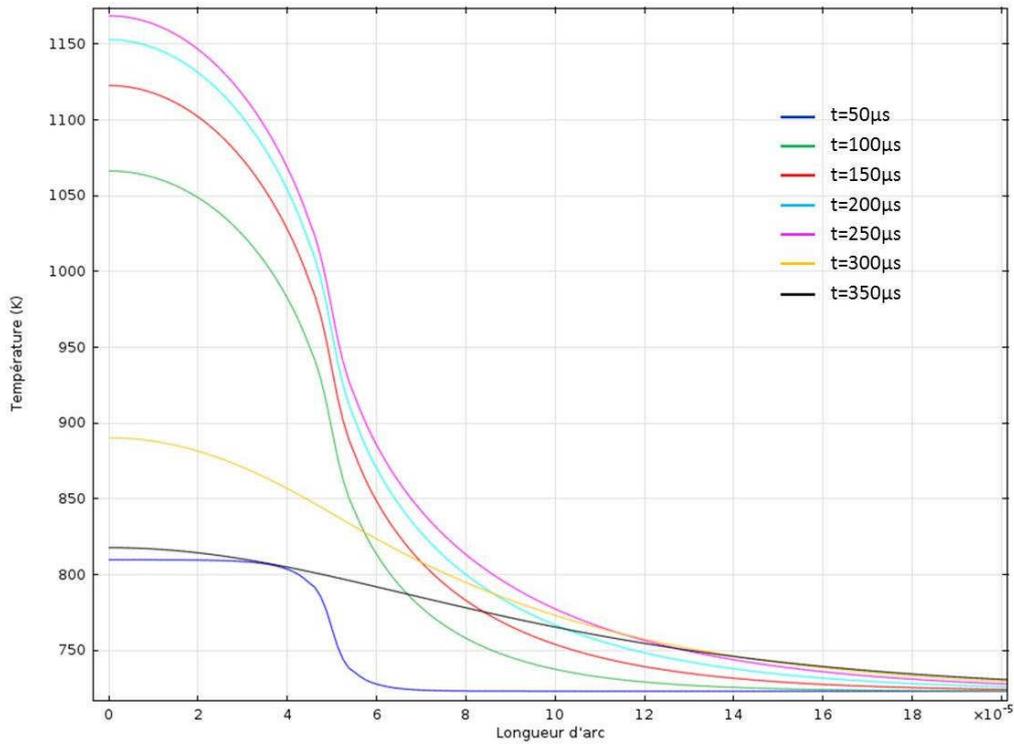


Figure 5.11 : Champs de températures en surface pour une épaisseur de peinture de 50 μm et des conductivités thermiques peinture/fonte de respectivement 70 et 30 W.m<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup>.

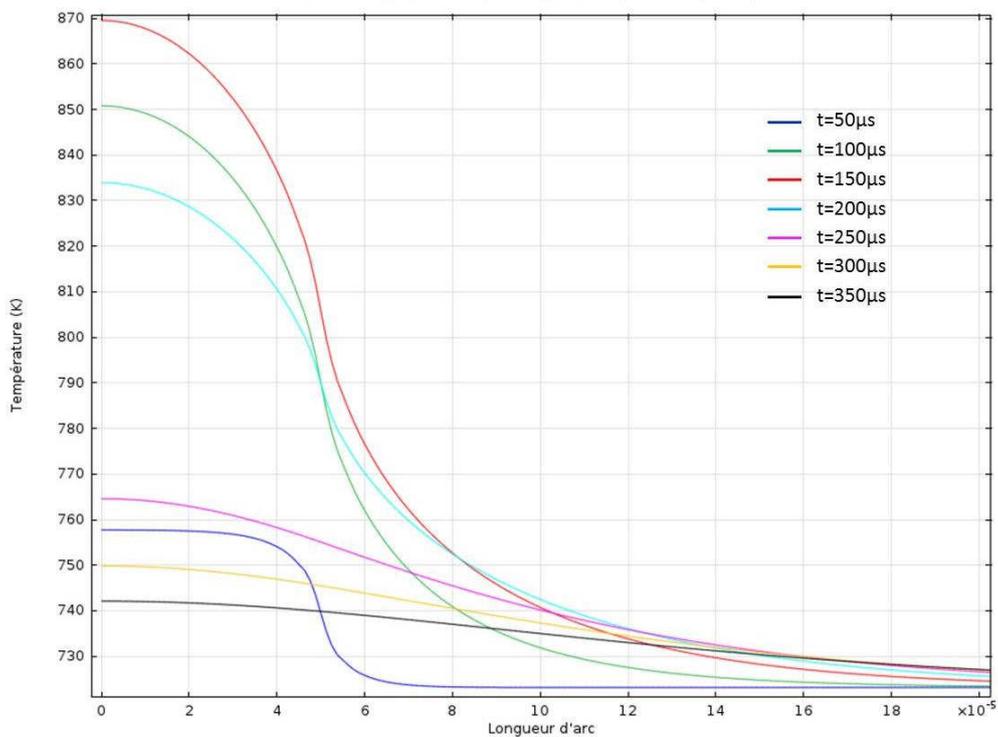


Figure 5.12 : Champs de températures en surface pour une épaisseur de peinture de 50 μm et des conductivités thermiques peinture/fonte de respectivement 110 et 10 W.m<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup>.

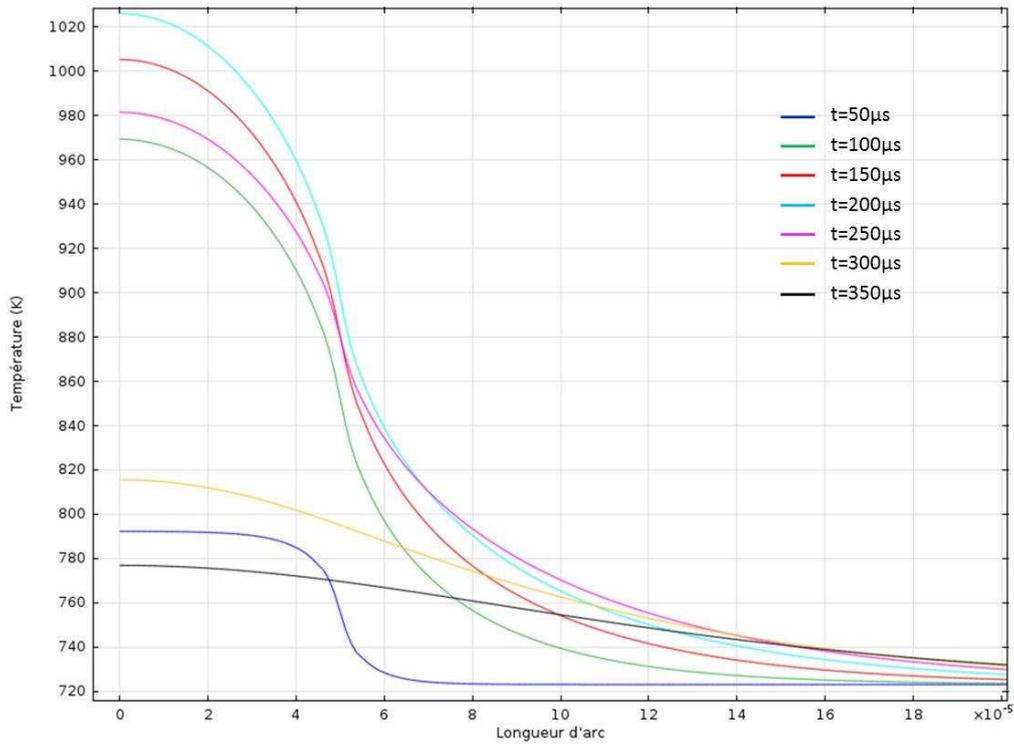


Figure 5.13 : Champs de températures en surface pour une épaisseur de peinture de 50µm et des conductivités thermiques peinture/fonte de respectivement 110 et 30  $W.m^{-1}.K^{-1}$ .

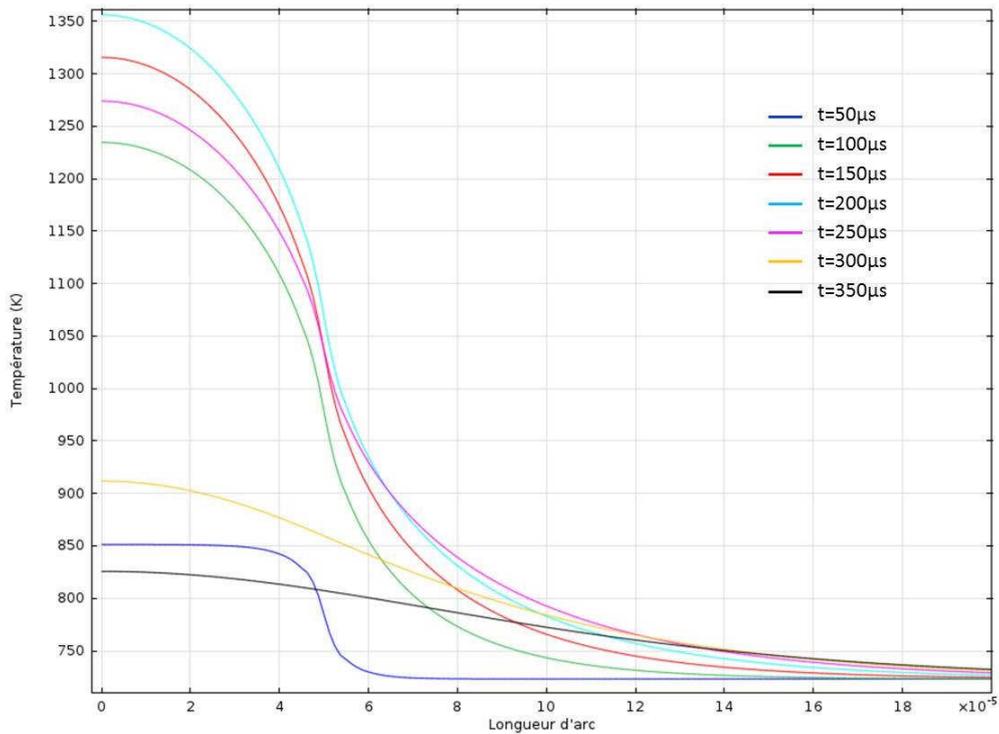


Figure 5.14 : Champs de températures en surface pour une épaisseur de peinture de 50µm et des conductivités thermiques peinture/fonte de respectivement 70 et 50  $W.m^{-1}.K^{-1}$ .

On constate que le maximum de température est obtenu un peu avant la fin de l'excitation thermique. Les courbes ne sont pas, du moins pour leur forme, très différentes. Par contre la température au centre de la zone éclairée varie très fortement selon les valeurs de conductivité thermique du graphite et de la fonte.

On porte ensuite en fonction du rapport des diffusivités peinture-fonte sur la figure 5.15 la différence de température maximum entre la mesure faite sur une épaisseur de 50 $\mu\text{m}$  et celle faite sur une épaisseur de 5 $\mu\text{m}$ . Nous constatons que ces points s'ordonnent sur une même courbe de la forme  $y = a + \sqrt{x + b}$ .

La figure 5.16 est tracée en fonction de la racine carrée du rapport des diffusivités.

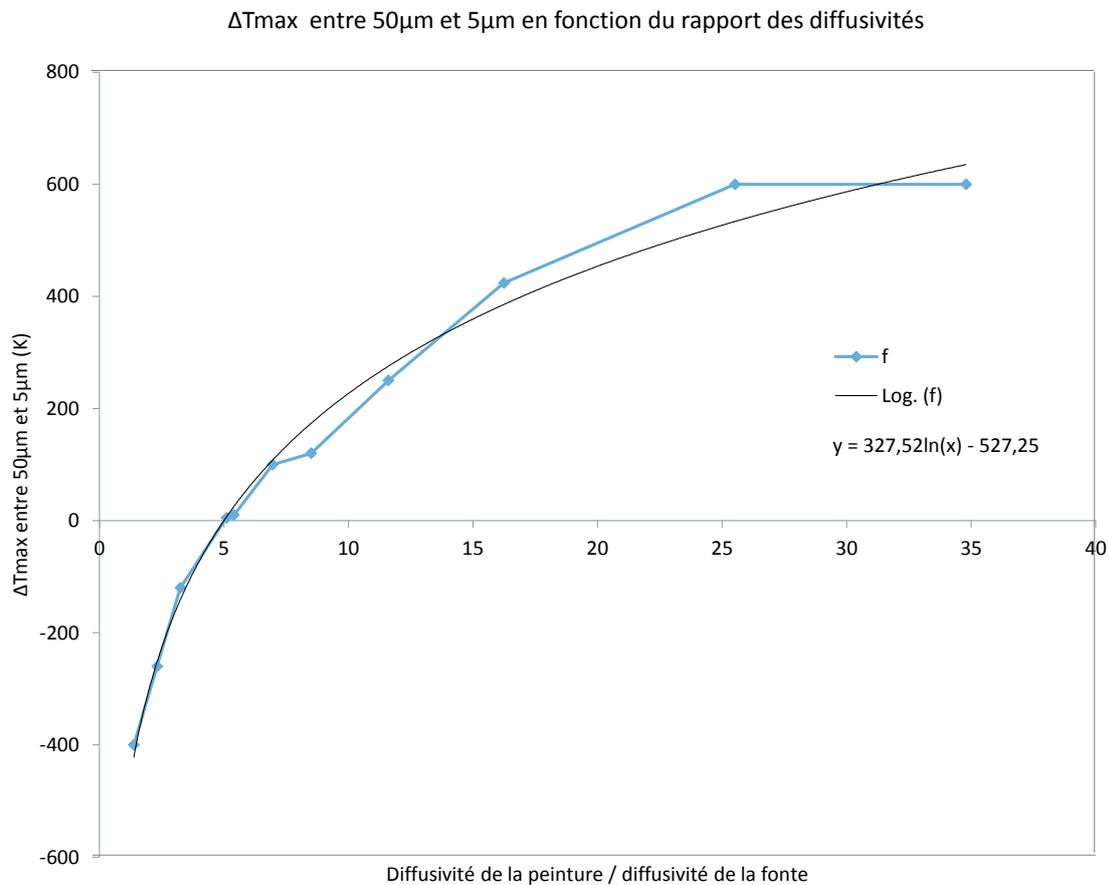


Figure 5.15 : Différence de température maximum entre les deux épaisseurs en fonction du rapport des diffusivités thermiques.

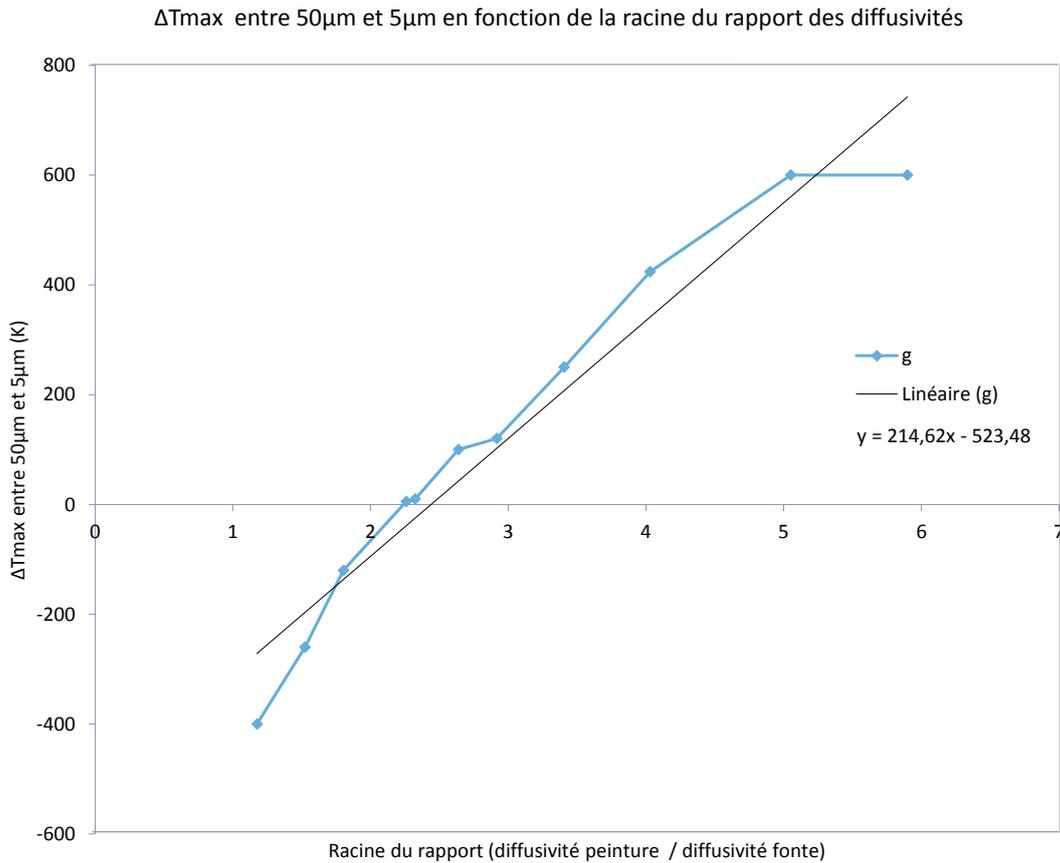


Figure 5.16 : Différence de température maximum entre les deux épaisseurs en fonction de la racine du rapport des diffusivités thermiques.

On constate que les points s'ordonnent suivant une droite correspondant au fait que la profondeur de pénétration est proportionnelle à  $1/\sqrt{at}$ . On remarque également que la différence de température n'est pas nulle lorsque les diffusivités sont égales : ce sont en fait les 3 paramètres  $\rho$ ,  $C$  et  $K$  qui comptent le plus dans l'équation d'un matériau anisotrope.

Contrairement à ce qu'on pourrait penser a priori, le maximum de température se situe un peu avant la fin de l'excitation. Cet effet est dû au fait que le substrat en fonte, étant moins conducteur de la chaleur que la peinture, se comporte comme un accumulateur de chaleur. La différence de température entre les épaisseurs 5 et 50 $\mu\text{m}$  est d'autant plus marquée que le rapport des conductivités peinture/fonte est marqué. Cet effet est nul pour  $K_{\text{peinture}} = 110$  et  $K_{\text{fonte}} = 50$ . Pour un rapport des conductivités inférieur à 2,26 la température maximale devient supérieure pour la courbe de 50 $\mu\text{m}$  à celle obtenue pour la courbe de 5 $\mu\text{m}$ .

Cette simulation permet donc d'observer le comportement thermique en surface d'une couche de peinture posée sur un substrat en fonte en fonction de l'éclairement reçu et de son épaisseur. Elle montre bien que l'amplitude de la température de surface est très sensible à l'épaisseur de la couche. Ceci nous a permis de déterminer un appareillage pour les essais en laboratoire.

### 5.2.2 Description et mise en place des essais

Les essais réalisés par la suite sont répartis en deux temps. Dans un premier temps la mise en place des essais photothermiques avec différentes épaisseur de peinture puis la mesures de l'épaisseur de ces couches afin de pouvoir corrélér les signaux mesurés avec les différentes valeurs d'épaisseur de peinture.

Les essais en laboratoire ont pour but de reproduire la lubrification des pièces avec un apprêt spécifique et la peinture lubrifiante et d'observer le signal reçu en fonction de l'épaisseur ajoutée et de la fréquence de pulsation de la source laser. Ces résultats seront alors comparés aux signaux obtenu sur un échantillon avec seulement de l'apprêt, reproduisant le moment où toute la peinture s'est évaporée. Les essais sont réalisés sur des échantillons de fonte de même composition que les pièces, de dimension 30x30x4 mm. La figure 5.19 montre un exemple d'échantillons de fonte utilisé.



Figure 5.17 : Exemple d'échantillon utilisé pour les mesures en laboratoire

Sur la chaîne de production, les pièces mécaniques reçoivent préalablement une couche d'apprêt et ensuite enduits de peinture « à chaud ». Afin de respecter au maximum les conditions sur site, voici le protocole réalisé en laboratoire, en accord avec un ingénieur recherche de l'entreprise :

- Application de l'apprêt « à froid » ;
- Chauffage des échantillons avec apprêt pendant 2h minimum ;
- Application de la couche de peinture lubrifiante à une température d'environ 450-500°C ;
- Mesure photothermique proprement dite avec excitation de la surface de l'échantillon peint et récupération du signal ainsi obtenu.

Le matériel utilisé est sensiblement identique aux précédentes mesures à quelques différences près. Les températures visées sont ici beaucoup plus basses que précédemment, on n'utilise donc que la voie infrarouge (où le rayonnement thermique est le plus intense) en se décalant vers 1,8  $\mu\text{m}$  afin d'obtenir un maximum de signal, à l'aide d'un détecteur InGaAs.

Voici ci-dessous le détail de l'appareillage utilisé :

- Source laser CO<sub>2</sub> 25 W refroidie par eau ;
- Montage optique comprenant un miroir percé, un second miroir de renvoi et une lentille en quartz de focale  $f_c=20$  cm ;
- Un détecteur quantique InGaAs pour la voie infrarouge ;
- Filtre passe-bande et amplificateur ;
- Un caisson de protection acoustique intégrant le matériel cité ci-dessus afin de limiter le bruit de mesure ;
- Une détection synchrone analogique ;
- Un générateur basses fréquences (GBF) ;
- Une carte d'acquisition /génération de signaux avec connectiques coaxiaux ;
- Un programme d'acquisition ;
- Un ordinateur PC pour le programme cité précédemment ;
- Une plaque chauffante ;
- Des platines micrométriques pour déplacer précisément les échantillons ;
- Un miroir de renvoi.

Voici ci-dessous le schéma de l'installation ainsi que des clichés de l'appareillage utilisé :

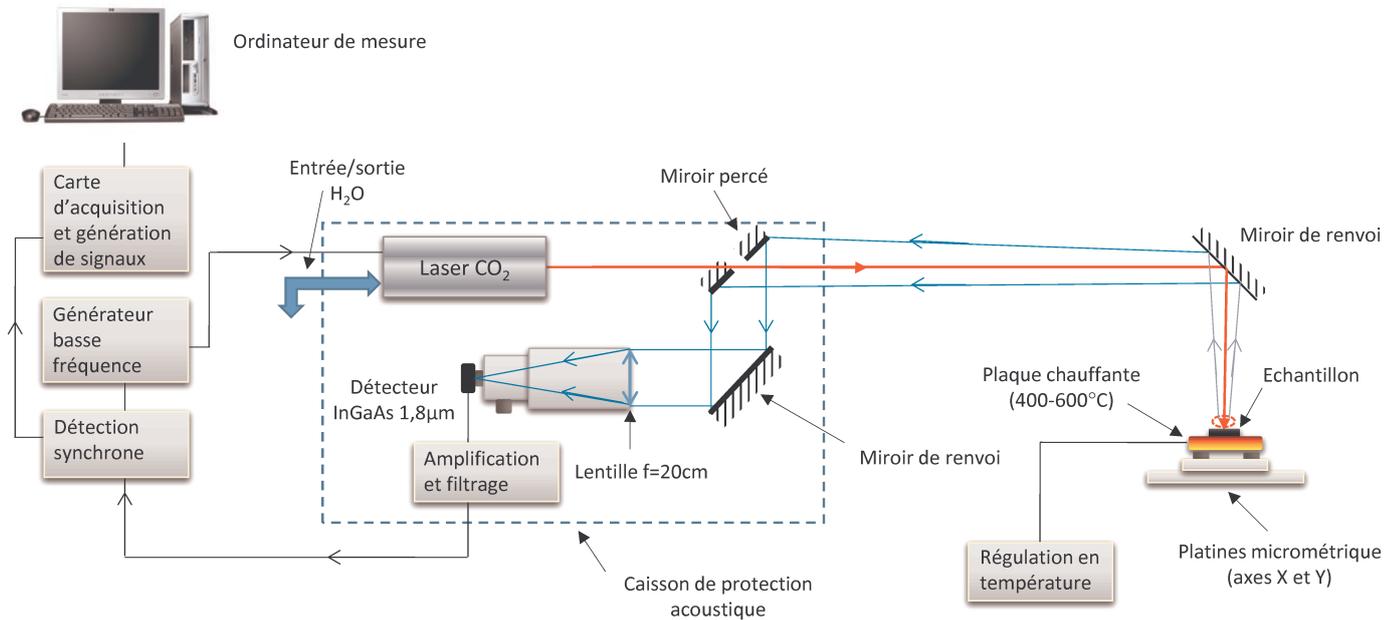


Figure 5.18 : Schéma de principe de l'appareillage et de la mesure effectuée

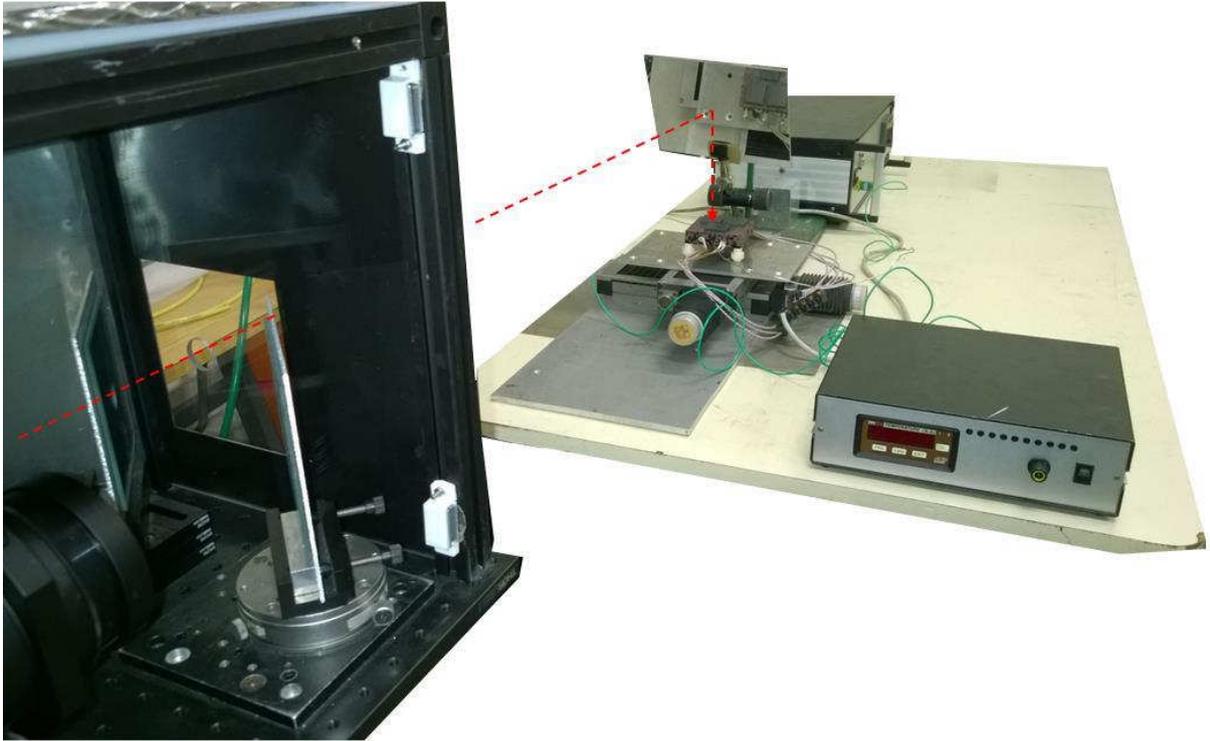


Figure 5.19 : Photographie du dispositif complet représentant l'axe de visée



Figure 5.20 : Cliché de l'appareillage intégré (à gauche) et de la détection synchrone analogique utilisée (à droite)

### 5.2.3 Résultats

Les mesures ont été réalisées sur deux types d'échantillons différents. Dans un premier temps les couches de peinture lubrifiante ont été appliquées à la main (pinceau) afin d'avoir deux couches épaisses bien distinctes (cf. figures 5.21 et 5.23). Puis dans un second temps, les couches de peinture sont appliquées à l'aide d'un pistolet à peinture afin d'obtenir les couches les plus fines possibles, trois couches en l'occurrence (cf. figures 5.22 et 5.24).

Voici les résultats obtenus en photothermométrie monochromatique impulsionnelle pour les deux types d'épaisseur de peinture lubrifiante :

Signaux extraits en fonction de la pulsation thermique et de l'épaisseur

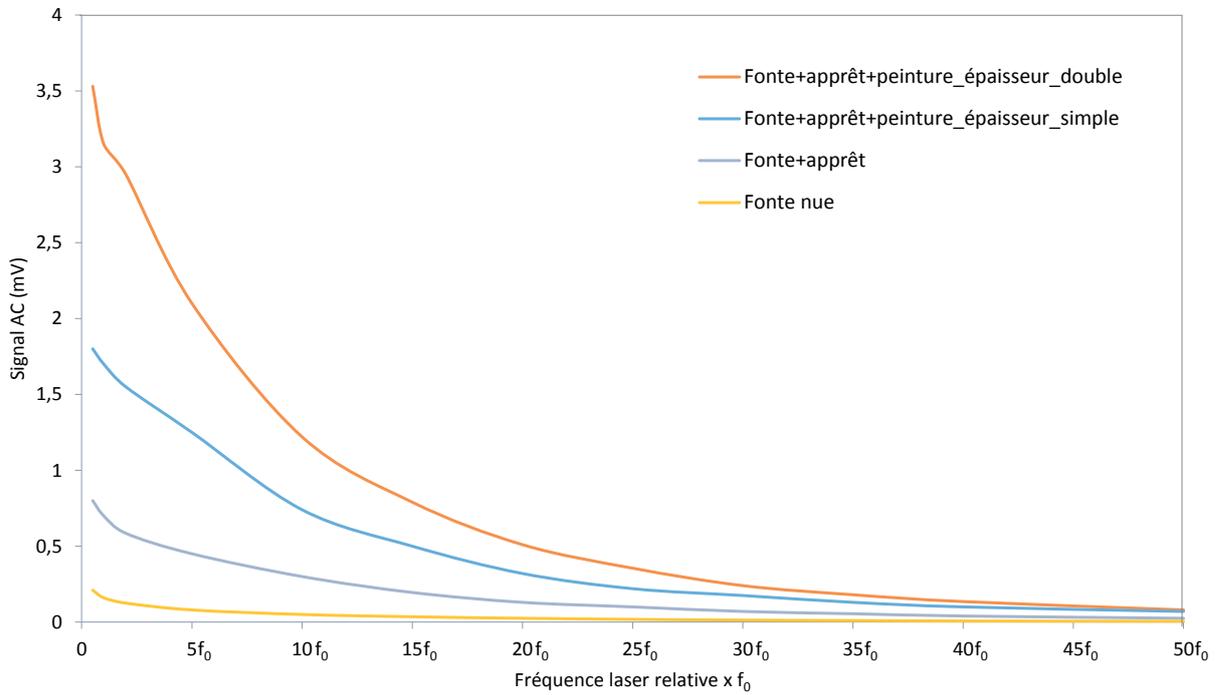


Figure 5.21 : Résultats obtenus sur des couches épaisses appliquées au pinceau

Signaux extraits en fonction de la pulsation thermique et de l'épaisseur

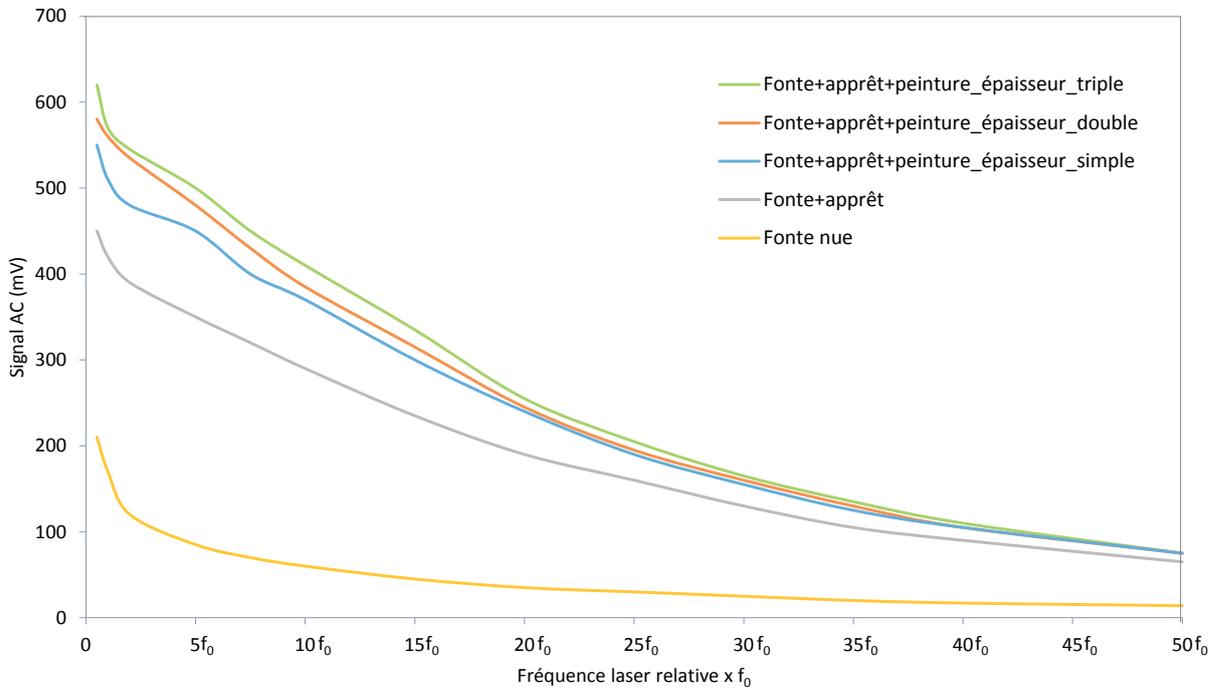


Figure 5.22 : Résultats obtenus sur des couches minces appliquées à l'aérographe

### 5.2.4 Analyse

On précise que le terme « FAP/FA » utilisé pour présenter les résultats signifie le rapport des résultats avec fonte+apprêt+peinture (FAP) sur les résultats avec fonte+apprêt uniquement (FA) afin de déterminer un appareillage. On notera également que l'erreur en ordonnée sur les résultats précédents est négligeable (de l'ordre de quelques mV).

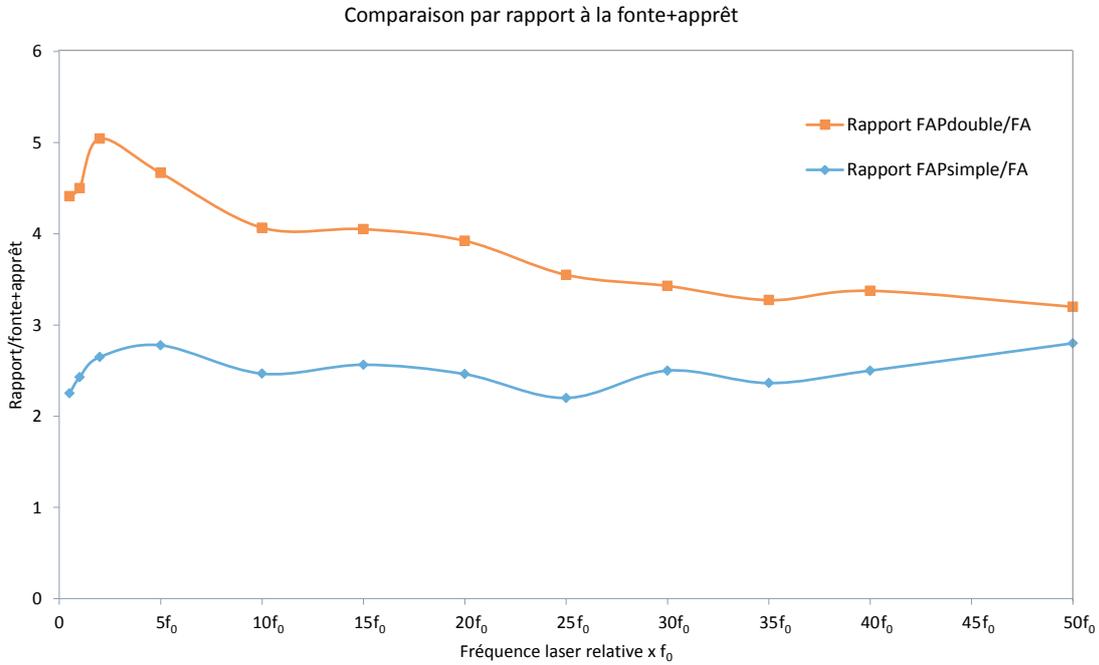


Figure 5.23 : Rapport des résultats sur couches épaisses avec la fonte et son apprêt

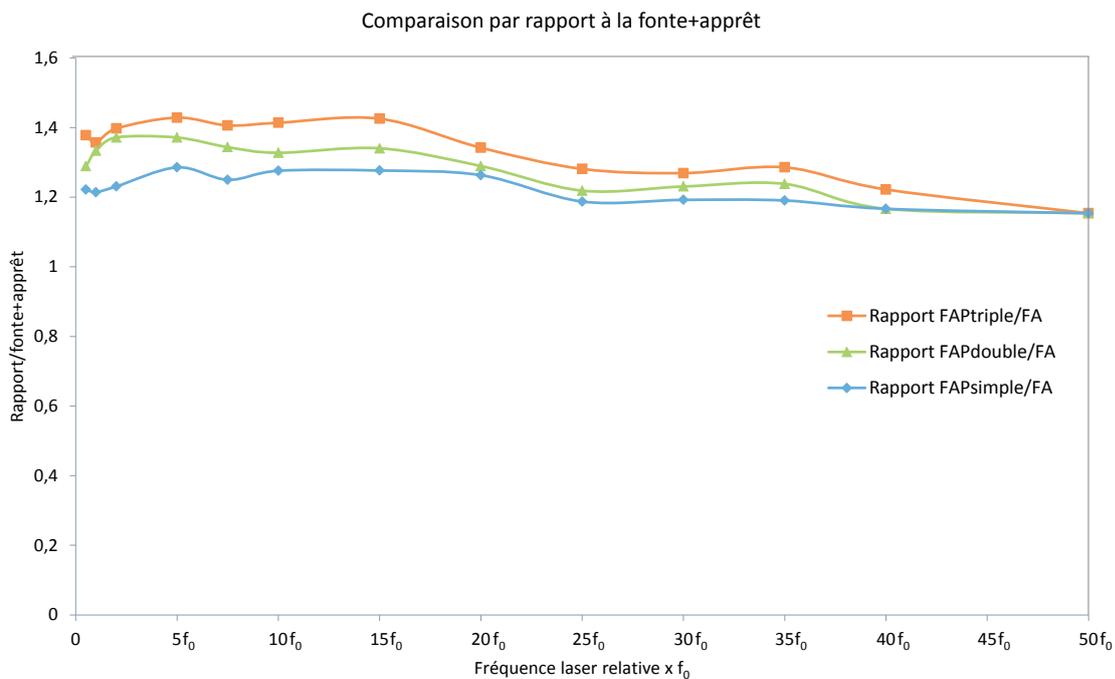


Figure 5.24 : Rapport des résultats sur couches minces avec la fonte et son apprêt

La première chose que l'on remarque est le fait que les signaux extraits tendent vers 0 lorsque la fréquence de pulsation de la source thermique augmente. Dans l'optique d'un appareillage photothermique, il n'est donc pas nécessaire de travailler à hautes fréquences. D'après les résultats obtenus, travailler entre  $10f_0$  et  $15f_0$  semble être un bon compromis car c'est là que la différence entre la peinture et l'apprêt est la plus marquée, notamment pour les couches de peinture minces (cf. figure 5.23). Concernant les couches épaisses (cf. figure 5.24) on remarque que cette différence est encore plus marquée en basse fréquence (vers  $2f_0$ ), ce qui n'est pas le cas pour les couches minces or le développement d'un appareillage doit pouvoir prendre en compte le maximum d'épaisseurs possibles, d'où le compromis entre les deux résultats. De plus on notera que la différence entre les rapports reste quasiment constante entre  $10f_0$  et  $15f_0$  et ce pour les deux types de couches.

### 5.2.5 Mesure de l'épaisseur d'une couche

Une fois les résultats obtenus par photothermométrie, il est maintenant nécessaire de mesurer les épaisseur de ces couches de peinture afin de pouvoir in fine faire une corrélation entre les signaux extraits précédemment mesurés et l'épaisseur de chaque couche.

Le principe de la mesure est très simple et réalisé à l'aide d'un multimètre et d'une platine de translation dont l'incrément minimum est de 50 nm. L'échantillon à caractériser est relié au multimètre, puis on approche la sonde jusqu'à ce qu'elle touche la surface (conductrice) de la peinture et déclenche le signal de continuité de l'appareil. La platine de translation est alors réglée à une vitesse spécifique, la plus faible étant 50 nm par seconde. Le temps mis par la sonde pour toucher la surface donne alors l'épaisseur de la couche (cf. figure 5.25) :

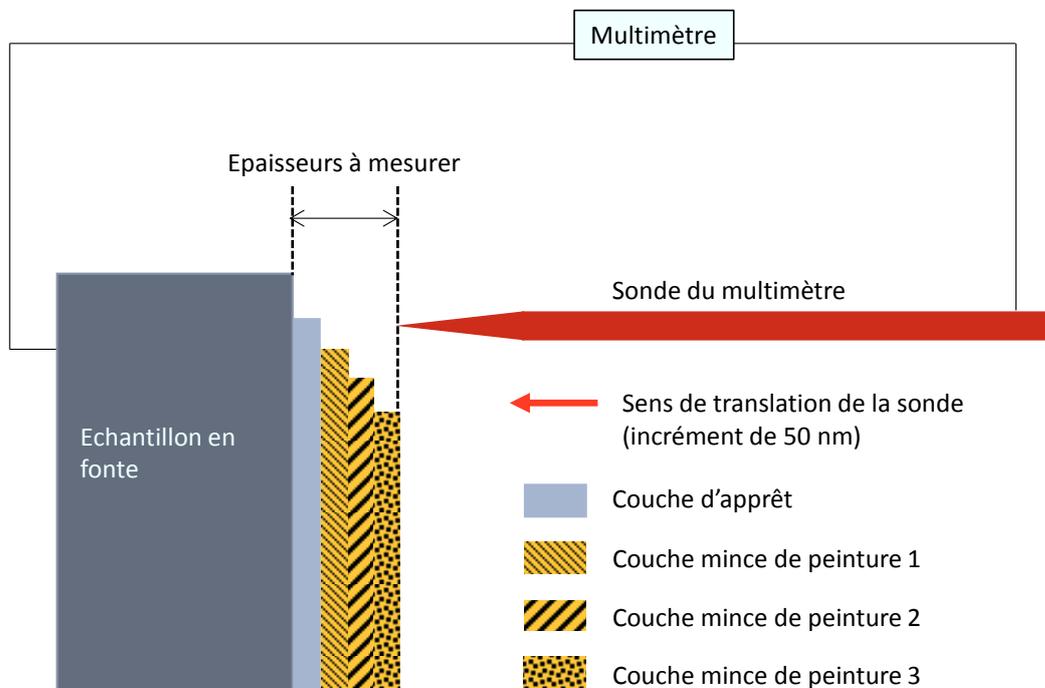


Figure 5.25 : Schéma de la mesure d'épaisseur

Afin de déterminer le meilleur appareillage possible, les mesures d'épaisseur ont été réalisées sur un échantillon avec des couches de peinture minces réalisées au pistolet à peinture comme précédemment. L'échantillon comporte trois couches minces en plus de la couche d'apprêt.

Couches	Epaisseurs ( $\mu\text{m}$ )
<b>Apprêt</b>	10
<b>Couche de peinture 1</b>	5
<b>Couche de peinture 2</b>	7,5
<b>Couche de peinture 3</b>	6

Tableau 5.1 : Résultats d'épaisseurs obtenus sur couches minces avec la fonte et son apprêt

### 5.2.6 Analyse

On remarque que les différentes couches de peinture sont sensiblement de la même épaisseur (6,2  $\mu\text{m}$  en moyenne) ce qui prouve la relative homogénéité des différentes couches minces durant leur application à l'aérographe. Il faut également prendre en compte la dégradation de la peinture au cours des temps de mesure à 450°C par méthode impulsionnelle. Les valeurs obtenues montrent donc l'intérêt de la méthode. Le résultat final combinant les épaisseurs et les signaux alternatifs extraits sur cet échantillon est présenté ci-après (cf. figure 5.26). On notera que les valeurs de signaux extraits correspondent aux valeurs obtenues à  $10f_0$  sur l'échantillon à couches minces précédemment étudié.

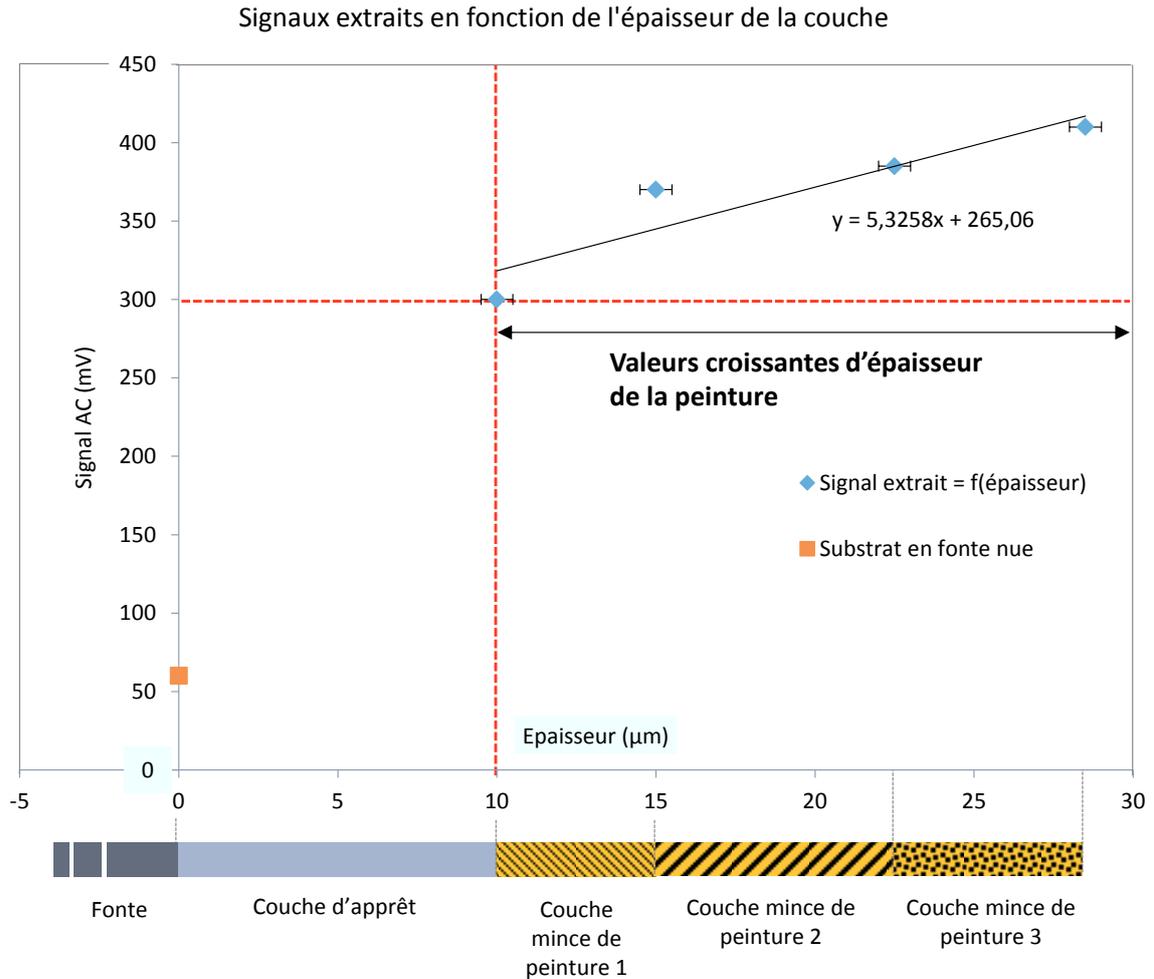


Figure 5.26 : Récapitulatif des valeurs d'épaisseurs en fonction des signaux extraits (fréquence d'excitation 1000Hz)

Comme pour les résultats précédents, l'incertitude sur le signal reste négligeable (bruit de quelques mV) tandis que celle sur l'épaisseur est de l'ordre de 0,5 µm, d'où une précision de +/- 0,5 µm sur l'épaisseur des couches. L'épaisseur des couches de peinture augmente de manière presque linéaire à partir de la couche d'apprêt ce qui confirme leur homogénéité et permet alors de réaliser un bon étalonnage. On remarque finalement que le point (de couleur orange) montrant le résultat sur la fonte nue ne s'aligne pas avec les autres ce qui s'explique par le fait que le substrat (en fonte) et la peinture ont des conductivités thermiques différentes.

### 5.3 Conclusion

Une mesure d'épaisseur de couche mince peut être faite à distance jusqu'à 10 m par cette méthode impulsionnelle. Après nos essais en milieu industriel, nous pouvons envisager un appareillage robuste destiné à ce type de mesure. La mesure peut être simplement qualitative, par exemple pour vérifier l'homogénéité d'une couche de peinture. Pour passer à une mesure quantitative, il faut soit faire un étalonnage préalable sur les constituants des différentes couches (et sur des couches de différentes épaisseurs), soit connaître les caractéristiques thermiques du matériau comme sa conductivité. Si tous ces facteurs sont réunis, il est alors possible de déterminer l'épaisseur d'une couche avec une précision de 1  $\mu\text{m}$  comme le prouvent les résultats obtenus sur des couches minces de moins de 10  $\mu\text{m}$  d'épaisseur.

Les applications sont donc multiples et ne se limitent pas uniquement aux chaînes de production. Il serait alors possible de déterminer l'épaisseur des couches de suies déposées dans un pot catalytique, ou encore l'épaisseur d'un dépôt obtenu par projection plasma [44].

Il est également possible de déterminer d'autres caractéristiques du matériau étudié. En effet, la figure précédente nous montre que le signal mesuré croît linéairement en fonction de l'épaisseur de la couche. Le taux de croissance dépend de la fréquence de pulsation du laser excitateur. Il est alors possible de déterminer la diffusivité thermique du matériau de la couche en question. On connaît en effet la puissance du laser ainsi que sa fréquence de pulsation, ce qui permet de déterminer la profondeur de pénétration du signal de température, qui dépend lui-même de la diffusivité thermique. Les applications de cette méthode sont donc multiples et pas seulement limitées à des mesures d'épaisseur.



## Conclusion et perspectives

La méthode de pyrométrie bichromatique impulsionnelle était jusqu'à présent utilisée pour des tests en laboratoire à quelques exceptions près [13][14], contrairement aux pyrométries mono ou bichromatique en émission, largement utilisées en industrie pour les mesures de fortes températures. Or, comme nous venons de le voir, la pyrométrie monochromatique en émission est limitée et sujette à des sources d'erreurs dont les plus importantes sont la dépendance à l'émissivité du matériau observé, les réflexions de l'environnement sur la surface visée et les phénomènes d'absorption dans l'atmosphère, particulièrement présents dans de nombreux milieux industriels. La pyrométrie bichromatique en émission permet de diminuer les effets liés à l'émissivité et aux phénomènes d'absorption mais reste sujette aux réflexions de l'environnement sur l'échantillon.

Il est également important de rappeler que nous n'avons trouvé aucune publication sur l'emploi d'un pyromètre bichromatique impulsionnel en milieu perturbé excepté celle de P. Hervé et I. Tkatschenko sur l'analyse d'un bain de soudure TIG, collaboration entre le LEME et le CEA Saclay [14]. Notre laboratoire est donc précurseur dans l'application et le développement de méthodes pyrométriques. L'intérêt pour cette méthode augmente avec le besoin des industriels d'améliorer leur chaîne de production par un meilleur contrôle de la température ou d'autres caractéristiques comme la détermination de l'épaisseur d'une couche mince.

La méthode impulsionnelle (ou active) que nous avons proposée a intéressé des entreprises dans des domaines variés comme Saint-Gobain, Verallia, MBDA ou encore Vallourec. Cette méthode possède donc de nombreux avantages dont le fait d'être non intrusive (définition des méthodes optiques), peu dépendante du facteur d'émission du matériau, indépendant des réflexions sur la surface et enfin peu dépendante des phénomènes d'absorption, principalement dus à l'eau, vapeur ou gouttelettes, dans cette thèse. Ces avantages sont donc obtenus grâce à l'éclairement de la surface observée par une source thermique modulée et la minimisation du facteur  $\frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2}$  en décalant le domaine spectral vers le visible, ce qui permet également de limiter l'absorption de l'eau particulièrement présente dans l'infrarouge. Ces avantages non négligeables nous ont alors permis de mesurer de manière non intrusive la température de surface de matériaux (liquides et solides) diélectriques et conducteurs à hautes températures avec des configurations industrielles différentes et en présence de nombreuses perturbations comme de la vapeur d'eau, des fumées et des vibrations intenses.

Nous avons ainsi été capables de mesurer la température de surface de la paroi de sortie d'un prototype de statoréacteur Mach 7 à travers une flamme à plus de 2400K et en présence de bruits et vibrations intenses avec une précision de l'ordre de +/- 50°C, c'est-à-dire +/- 2%. La précision obtenue par la suite sur l'essai subsonique a été nettement meilleure.

La mesure en aciérie à travers un nuage de vapeur d'eau conclue la partie sur les matériaux métalliques et conducteurs. Le but de cette thèse étant de réaliser des mesures en milieux industriels perturbés sur le plus d'applications différentes possibles, nous avons alors pu travailler sur des matériaux diélectriques liquides et solides à très hautes températures grâce au groupe Saint-Gobain. Ces mesures nous ont notamment permis de tester la résistance de l'appareillage à des températures

ambiantes supérieures à 50°C. Nous avons alors mesuré la température d'une surface diélectrique liquide à très hautes températures (de 1300 à 2300°C), à travers d'intenses dégagements de fumées et de vapeurs d'eau. Les précisions de mesures obtenues lors de ces essais sur le bain de verre sont de l'ordre de +/- 75°C, soit +/- 5%, ce qui s'explique par la présence de fumées et suies à l'intérieur du four conduisant à des valeurs aberrantes que l'on observe sur les courbes monochromatiques. Pour les mesures sur des coulées de silice, la précision est de l'ordre de quelques degrés sur les essais à « basses températures » (entre 1300 et 1500°C) et de l'ordre de +/- 100°C, soit +/- 4% pour les essais à « hautes températures » (supérieures à 2300°C). Ceci s'explique une fois de plus par les valeurs aberrantes causées par ces dégagements gazeux mais pas uniquement. Il est possible que le facteur d'émission de ces matériaux diélectriques ne soit pas stable d'où une forte modification de la température calculée liée au comportement du rapport  $\frac{\epsilon_1 \tau_1}{\epsilon_2 \tau_2}$  qui est la cause de l'erreur de principe. Cette hypothèse semble plausible étant donné que ces matériaux, dont les émissivités sont inconnues, sont en réalité des mélanges de différents constituants (que l'on appelle composition).

Comme nous venons de le voir, la pyrométrie bichromatique impulsionnelle minimise l'influence du rapport  $\frac{\epsilon_1 \tau_1}{\epsilon_2 \tau_2}$  sans toutefois s'en affranchir complètement. Une possibilité d'amélioration serait de décaler un peu plus la gamme spectrale vers les courtes longueurs d'ondes, en particulier dans l'UV, en remplaçant alors l'un des pyromètres monochromatiques par un pyromètre UV à comptage de photons ou un photomultiplicateur. Si l'on prend par exemple  $\lambda_1 = 0,9 \mu\text{m}$  et  $\lambda_2 = 0,39 \mu\text{m}$ , ce qui améliore encore l'efficacité par rapport aux pyromètres du commerce.

Le pyromètre bichromatique impulsionnel a tenu ses promesses en se montrant capable de mesurer des températures de surfaces de liquides ou solides à distance, avec une incidence de mesure (83° par rapport à la normale dans le cas le plus extrême), à travers d'intenses volumes de vapeurs d'eau et fumées et sans être gêné par l'émissivité ou les réflexions sur la surface visée [45]. Autant de facteurs limitants et sources d'erreurs pour les pyromètres mono et bichromatique infrarouge en émission actuellement utilisés en milieu industriel.

Cependant, l'appareillage actuel n'est pas encore particulièrement aisé d'utilisation et son encombrement ne joue pas en sa faveur. Ce sont en effets les deux conditions sine qua non dans la perspective d'un investissement de la part des industriels : la réduction de l'encombrement et une simplification d'utilisation afin que l'appareil soit opérable par un technicien. Cette perspective d'une éventuelle commercialisation de l'appareillage est parfaitement atteignable en prenant en compte les précédentes conditions. Réduire l'encombrement et le nombre d'appareils est primordial pour une utilisation en usine par exemple, où l'appareillage serait appelé à être régulièrement transporté à différents endroits. La dernière évolution du montage comprend déjà une intégration de certains composants dans le caisson de protection comme la source laser et une partie du traitement du signal mais il est possible de réduire la taille du caisson en diminuant logiquement la taille des composants, le plus imposant étant le laser CO<sub>2</sub>. Comme décrit précédemment le choix de ce modèle haut de gamme s'est principalement fait dans l'optique de températures ambiantes élevées, d'où la présence d'un refroidissement liquide intégré impliquant cependant un certain poids et des dimensions plus grandes. Or, si l'utilisation du pyromètre impulsionnel se fait à des températures ambiantes inférieures à 50°C, un refroidissement liquide intégré n'est plus nécessaire. On peut alors opter pour un refroidissement par air, ce qui diminue sensiblement le poids et les dimensions. Le modèle présenté figure 6.1 améliore le poids du laser et le volume d'un facteur 2 par rapport au matériel actuellement utilisé.

Concernant l'extraction des signaux du bruit, il est évident que les modules analogiques utilisés durant cette thèse ne sont pas envisageables pour un produit fini. Il y a dans ce cas deux solutions de

remplacement : un programme informatique de détection synchrone que nous avons déjà réalisé ou l'intégration de composants analogiques. L'amélioration du programme porterait sur les points suivants : la sensibilité ainsi que la possibilité d'acquérir les 6 voies de mesures (monochromatique et bichromatique en émission et impulsional). Il est alors nécessaire de disposer d'une nouvelle carte d'acquisition avec une meilleure dynamique afin de pouvoir traiter les faibles signaux. Concernant les détections analogiques, il est possible d'intégrer dans le caisson de l'appareillage des modules analogiques aux caractéristiques identiques mais miniaturisés comme le modèle présenté figure 6.1 qui permet d'améliorer le volume d'un facteur 100 pour les mêmes caractéristiques :

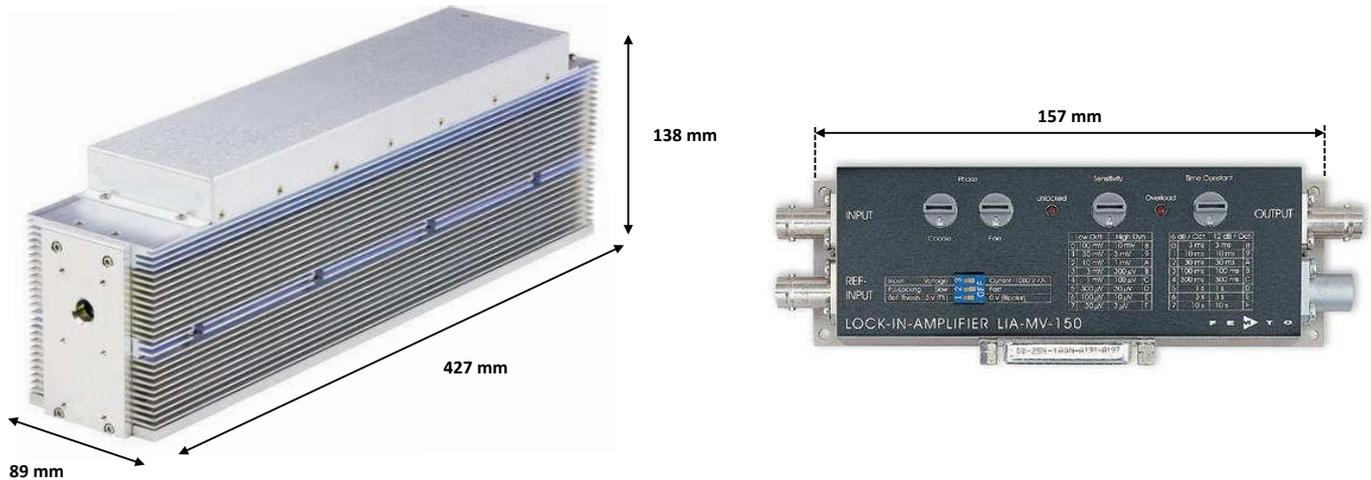


Figure 6.1 : Exemples d'appareils récents et miniaturisés

Leurs dimensions réduites permet d'intégrer facilement 2 de ces modules dans le caisson de protection, de taille réduite pour l'occasion. Le système optique a déjà été réduit à son plus simple appareil, et pourrait être encore simplifié dans le cas d'un réglage fixe de la distance de mesure. Il semble au final que la commercialisation d'un produit personnalisé selon les besoins du client soit l'option la plus judicieuse. Cela conditionnerait donc tous les choix suivants : refroidissement de la source laser, niveau de protection du caisson (thermique, acoustique, etc), nombre de voies de mesures et distance de mesure. En effet, le développement d'un appareil entièrement réglable et adaptable tel qu'actuellement serait trop onéreux et peu utilisable par un technicien.

Il existe également d'autres pistes d'amélioration et de développement de la méthode afin de réduire les sources d'erreurs persistantes. On pourrait par exemple coupler la mesure avec le principe des mesures en émission/réflexions présenté au chapitre 1. On exciterait alors la surface à différentes fréquences de pulsation laser, par exemple  $1,5f_0$  et  $5f_0$ , ce qui doublerait le nombre d'équations à résoudre et améliorerait sensiblement l'erreur de mesure d'un facteur 2 au minimum. Il serait également possible d'utiliser de la fibre optique pour l'excitation laser et le système optique. Ceci permettrait de réduire au maximum les degrés de liberté du système actuel et de s'approcher au plus près de la surface observée, à condition que la fibre optique puisse supporter la puissance du laser et qu'elle soit protégée de l'environnement de mesure.

Les perspectives ne se limitent pas aux mesures de températures de surface. Il est en effet possible de déterminer des épaisseurs de couche minces, avec une précision pouvant atteindre  $1 \mu\text{m}$  [46]. On peut ainsi caractériser des couches de suies [47] ou des dépôts par projection plasma [44], technique qui se développe aussi bien dans le domaine de l'aérospatiale (aubes de turbines) que du

biomédical (prothèses) et d'autres caractéristiques comme la diffusivité thermique d'un matériau. Une continuation de cette perspective pourrait être de continuer dans ce domaine de la caractérisation par photothermométrie afin de déterminer d'autres caractéristiques.

D'une manière générale, ce travail de thèse démontre l'apport de la pyrométrie impulsionnelle par rapport à la pyrométrie en émission que ce soit en termes de performances, avec la capacité à surmonter les principales sources d'erreurs de la pyrométrie ainsi qu'un champ d'application plus diversifié, méritant que l'on persévère sur le développement de cette méthode.





---

# Bibliographie

- [1] G. Bonnier, H. Devin, *Couples thermoélectriques*, Techniques de l'Ingénieur, R2590, 1997.
- [2] J. M. Autran, *Thermomètres à résistance métallique*, Techniques de l'Ingénieur, R2570, 1985.
- [3] G. W. Burns, G. F. Strouse, B. W. Mangum, M. C. Croarkin, W. F. Guthrie, P. Marcarino, M. Battuello, H.K. Lee et al. *New reference function for platinum-10% rhodium versus platinum (type S) thermocouples based on the ITS-90. Part I: Experimental procedures*, ITS Measurement and control in science and industry, Vol. 6, Editor James F. Scooley, Part One, AIP publishing, 537, 1992.
- [4] P. L. Hérel, C. Mabire, *Temperature Measurement of Tin under Shock Compression*, AIP Conference Proceedings 620, 1235, 2002.
- [5] E. Blanco, *Température et émissivité des matériaux sous choc – Étude expérimentale par pyrométrie optique à travers un matériau fenêtre*, Université Paris Ouest – Nanterre La Défense, 1997.
- [6] V. C. Raj, S. V. Prabhu, *Measurement of surface temperature and emissivity of different materials by two-colour pyrometry*, Rev. Sci. Instrum. 84, 124903, 2013.
- [7] P. Hervé, *Pyromètre à Ultraviolet*, Brevet n°8803874, 1988.
- [8] P. Hervé, A. Morel, *Thermography improvements using ultraviolet pyrometry*, Proc. of Quantitative Infrared Thermography, 26-31, 1996.
- [9] O. Berthet, *Effet photothermique appliqué à la pyrométrie optique*, thèse de doctorat, Ecole Centrale Paris, 1987.
- [10] T. Loarer, *Mesure de Température de Surface par Effet Photothermique modelé ou Impulsionnel*, thèse de doctorat, Ecole Centrale Paris, 1989.
- [11] V. Grigorova et al, *Temperature measurement of plasma-facing surfaces in tokamaks by active pyrometry*, Journal of Nuclear Materials, Vol. 390-391, 1097-1101, 2009.
- [12] R. Daviot, *Étude des champs de flux thermique sur les composants face au plasma dans un tokamak à partir de mesures de température par thermographie infrarouge*, thèse de doctorat, Ecole Centrale Paris, 2010.
- [13] A. Lothon, *Pyrométrie photothermique impulsionnelle à fibres optiques. Application à la mesure de la température des aubages mobiles des turbines à vapeur d'EDF*, thèse de doctorat, Ecole Centrale Paris, 1993.
- [14] I. Tkatschenko, P. Hervé, *Analyse d'une scène de soudage à arc par thermographie impulsionnelle*, Congrès Mesures et Techniques Optiques pour l'Industrie, Saint Aubin de Médoc, 2002.

- 
- [15] J. P. Bardon, B. Cassagne, *Température de surface : mesure par contact*, Techniques de l'Ingénieur, R2730, 1998.
- [16] F. Cabannes, *Température de surface : mesure radiative*, Techniques de l'Ingénieur, R2735, 1996.
- [17] P. Hervé, B. Serio, V. Pinat, *Photothermométrie dans le domaine visible d'une scène à haute température en détection synchrone*, Congrès Thermogramm, Sénart, 2003.
- [18] G. Chen et al, *Applicability of photothermal radiometry for temperature measurement of semiconductors*, International journal of heat mass transfer, Vol.41, N°15, p.2279, 1997.
- [19] V. M. Kirillov, L. A. Skvortsov, *Application of two-colour pyrometry for measuring the surface temperature of a body activated by laser pulses*, Quantum Electronics Vol. 36, p. 797, 2006.
- [20] J. L. Meyzonnette, T. Lépine, *Bases de radiométrie optique*, 2<sup>ème</sup> édition, Édition Cépaduès, 2003.
- [21] N. Rambure, *Mesure des propriétés thermo-optique aux températures extrêmes (40K-2300K)*, thèse de doctorat, Université Paris Ouest – Nanterre La Défense, 2010.
- [22] P. Hervé, A. Sadou, C. Cozzo, *Determination of the complex index of refractory metals at high temperatures. Application to the determination of thermo-optical properties*, Infrared Physics & Technology, Vol. 51, n°3, 249-255, 2008.
- [23] P. Hervé, F. Buyle-Bodin, R. Duval, *New reflectance bichromatic pyrometer with optical fiber*. 3rd International Congress MICONEX 88 – Pekin (Chine), 1988.
- [24] P.Hervé, J. Cedelle, I. Negreanu, *Infrared technique for simultaneous determination of temperature and emissivity*, Infrared Physics & Technology, Vol. 55, n°1, 1-10, 2012.
- [25] I. Negreanu, *Détermination de la température à partir de la radiation infrarouge au cours des essais dynamique*, thèse de doctorat, École Polytechnique, 2009.
- [26] D. Hernandez et al, *Development of two-colour pyroreflectometry technique for temperature monitoring of tungsten plasma facing components*, Fusion Engineering and Design, Vol. 83, 672–679, 2008.
- [27] D Balageas, B Chapuis, G. Deban, F. Passily, *Improvement of the detection of defects by pulse thermography thanks to the TSR approach in the case of a smart composite repair patch*, QIRT Journal, Vol. 7, n°2, 167-168, 2010.
- [28] G. Gaussorges, *La thermographie infrarouge*, Éditions Lavoisier, Paris, 1980.
- [29] J. Martinet, *La mesure de température par rayonnement thermique*, Éditions Chiron, Paris, 1981.
- [30] S. Mattéi, *Rayonnement thermique des matériaux opaques*, Techniques de l'Ingénieur, BE8210, 2005
- [31] L. Kauder, *Spacecraft Thermal Control Coatings References*, NASA-TP-2005-212792, NASA-Goddard Space Flight Center, Greenbelt, Maryland, 2005.
- [32] B. Serio, J. J. Hunsinger, V. Pinat, F. Waterlot, P. Hervé, *Thermographie synchrone pulsée : application à la caractérisation énergétique d'un laser de puissance*, Congrès Français de Thermique SFT, Presqu'île de Giens, 2004.

- 
- [33] B. Serio, J. J. Hunsinger, P. Pfeiffer, *Short wavelength thermography: Theoretical and experimental estimation of the optimal working wavelength*, Journal of Applied Physics Vol. 111, 2012.
- [34] M. Bouchez, *Statoréacteur - Propulsion aérobie moyenne ou grande vitesse – Statoréacteur : un moteur à réaction aérobie*, Techniques de l'Ingénieur, BM3020, 2012.
- [35] P. Vasseur, *Propriétés optiques des gaz : modélisation du rayonnement émis par un nuage de gaz et de particules en expansion*, thèse de doctorat, Université Paris Ouest – Nanterre La Défense, 2008.
- [36] F. Grisch, P. Gicquel, P. Hervé, *Mesures de températures dans les gaz et les flammes - Mesures intrusives et mesures optiques intégrées*, Techniques de l'Ingénieur, R2752, 2009.
- [37] J. Lebedinsky, *Détermination des champs de température et de concentration par spectroscopie dans une combustion*, thèse de doctorat, Université Paris Ouest – Nanterre La Défense, 2013.
- [38] J. P Offret, *Détermination des champs de température et de concentration dans un jet gazeux par méthode couplée LIDAR et spectroscopie*, thèse de doctorat, Université Paris Ouest – Nanterre La Défense, 2015.
- [39] S. Yingxing, *Encyclopédie Tiangong Kaiwu*, 1637.
- [40] J. Fourment, J. Fromentin, *Fours de verrerie*, Techniques de l'Ingénieur, BE8848, 2000.
- [41] S. Brahim, J. L. Bodnar, P. Grossel, *Thermal diffusivity measurement by photothermal radiometry under random excitation and parametric analysis*, Journal of Physics, conference series 214, 012065, 2010.
- [42] D. Maillot, S. Andre, J. C. Batsale, A. Degiovanni, C. Moyne, *Thermal quadrupoles. Solving the heat equation through integral transforms*, John Wiley & Sons Ltd, pp. 295, 2000.
- [43] H. S. Carslaw, J. C. Jaeger, *Conduction of heat in solids*, second edition, Oxford science publication, 264, 1959
- [44] M.P. Planche, H. Liao, G. Montavon, C. Coddet, " *Characterization of the wire arc spray process via image analysis, in-flight particle characteristics and coating properties,*" Journal of High Temperature Material Processes, Vol 13, 1-23, 2009.
- [45] L. Navello, J. Lebedinsky, J. P. Offret, B. Serio, T. Davin, P. Hervé, Y. Bailly, *Short wavelengths active bichromatic pulsed pyrometer for solids and liquids designed for measurements in harsh environments*, SPIE 9525, Optical Measurement Systems for Industrial Inspection IX, Munich, 2015.
- [46] L. Navello, J. Lebedinsky, P. Hervé, Y. Bailly, *Caractérisation d'épaisseurs de couches minces par excitation laser*, Congrès Mesures et Techniques Optiques pour l'Industrie, Lannion, 2015.
- [47] K. Lombaert, S. Morel, L. Le Moyne, J. Lelièvre, P. Adam, J. T. de Maleissye, J. Amouroux, *Nondestructive analysis of metallic elements in diesel soot collected on filter: Benefits of laser induced breakdown spectroscopy*, Plasma Chemistry and Plasma Processing, Vol. 24, n°1, 2004.



# Table des figures

1.1 : Variation de la résistance en fonction de la température .....	8
1.2 : Schéma thermoélectrique basique .....	9
1.3 : Schéma de principe d'un thermocouple .....	10
1.4 : Schéma du rayonnement d'un élément de surface $dS$ .....	13
1.5 : Schéma de principe de la pyrométrie monochromatique en émission .....	14
1.6 : Schéma de principe de la pyrométrie monochromatique en émission .....	15
1.7 : Évolution de l'émissivité normale de différents métaux en fonction de la longueur d'onde à $T=300K$ (mesures effectuées au laboratoire) .....	19
1.8 : Émissivité de l'alumine en fonction de la longueur d'onde pour différentes puretés et à température ambiante (mesures effectuées au laboratoire) .....	19
1.9 : Erreur relative entre la température vraie et la température mesurée (lue) en fonction de $R_\lambda$ pour différentes valeurs de $\Delta\varepsilon/\varepsilon$ .....	21
1.10 : Sensibilité relative de la luminance à la température en fonction de la longueur d'onde .....	22
1.11 : Schéma de principe de la pyrométrie bichromatique en émission .....	23
1.12 : Émissivité de l'alumine en fonction de la longueur d'onde pour différentes températures [22] .....	24
1.13 : Schéma de principe de la pyrométrie monochromatique impulsionnelle .....	28
1.14 : Schéma de principe de la pyrométrie bichromatique impulsionnelle .....	30
2.1 : Spectre des ondes électromagnétiques .....	38
2.2 : Direction d'émission et angle solide relatifs à l'hémisphère de rayon unité .....	39
2.3 : Définition de l'angle solide .....	40
2.4 : Schéma de principe du corps noir .....	41
2.5 : Exemple de corps noir (METAS) .....	42
2.6 : Répartition de la loi de Planck en fonction de la longueur d'onde pour différentes températures .....	43

---

2.7 : Approximations de la loi de Planck .....	44
2.8 : Répartition du rayonnement incident sur une surface réelle .....	45
2.9 : Émissivité directionnelle totale en fonction de l'angle de matériaux diélectriques [30].....	47
2.10 : Émissivité directionnelle totale en fonction de l'angle pour un métal [31].....	48
2.11 : Exemples d'applications sur un bain de fusion (gauche) et un turboréacteur (droite) .....	50
2.12 : Représentation de la variation alternative de la température en surface suivant l'excitation laser .....	51
2.13 : Observation à l'oscilloscope de la variation alternative de la température en surface suivant l'excitation laser .....	52
2.14 : Schéma de principe de la pyrométrie bichromatique impulsionnelle .....	53
2.15 : Influence de $\lambda$ sur $dR/R$ .....	55
2.16 : Influence de $\lambda$ sur $\Delta T$ .....	56
2.17 : Évolution du facteur A en fonction des longueurs d'onde.....	57
2.18 : Évolution du facteur A' en fonction des longueurs d'onde.....	58
2.19 : Évolution du facteur A <sup>2</sup> en fonction des longueurs d'onde .....	59
2.20 : Spectre d'absorption des gaz atmosphériques (Kilohn Limahn).....	60
2.21 : Schéma de principe d'un laser CO <sub>2</sub> (Roland Brierre).....	61
2.22 : Configuration SLAB du modèle choisi (Photonics) .....	62
2.23 : Cliché du modèle choisi avec son alimentation .....	63
2.24 : Schéma de principe d'un télescope de Newton.....	63
2.25 : Cliché de l'appareillage utilisant un télescope de Newton .....	64
2.26 : Cliché de l'appareillage en milieu industriel verrier.....	64
2.27 : Schéma du montage optique .....	65
2.28 : Représentation 3D du montage optique.....	65
2.29 : Caractéristiques de la lame dichroïque utilisée (Thorlabs) .....	66
2.30 : Schéma de l'évolution du montage.....	66
2.31 : Représentation 3D de l'évolution (à gauche) et cliché (à droite) .....	67
2.32 : Schéma du montage final.....	67
2.33 : Représentation 3D du montage final (à gauche) et cliché (à droite) .....	68

---

2.34 : Réponse de différents détecteurs quantiques en fonction du domaine spectral .....	70
2.35 : Réponse d'une photodiode comparée aux autres types de détecteurs quantiques .....	71
2.36 : Schéma de principe de la détection synchrone .....	73
2.37 : Évolution des signaux extraits en fonction de la fréquence laser .....	76
2.38 : Observations des résultats à l'oscilloscope (voie IR à gauche et Visible à droite) pour un rapport cyclique de 50%, échelles de 10 mV en ordonnée et 5 ms en abscisse. ....	77
2.39 : Observations des résultats à l'oscilloscope (voie IR à gauche et Visible à droite) pour un rapport cyclique de 22%, échelles de 10 mV en ordonnée et 5 ms en abscisse. ....	77
2.40 : Observations des résultats à l'oscilloscope (voie IR à gauche et Visible à droite) pour un rapport cyclique de 1%, échelles de 2 mV en ordonnée et 2, 5 ms en abscisse. ....	78
2.41 : Schéma de l'étalonnage sur un corps noir .....	79
2.42 : Clichés de l'appareillage en étalonnage à distance sur un corps noir .....	80
2.43 : Signaux alternatifs extraits en fonction de la température du corps noir .....	80
2.44 : Accord des signaux alternatifs extraits avec la loi de Planck .....	81
2.45 : Signaux continus en fonction de la température du corps noir .....	82
2.46 : Accord des signaux continus avec la loi de Planck .....	82
2.47 : Courbe de réponse de l'appareillage en fonction de la température du corps noir .....	83
2.48 : Extrapolation de la courbe de réponse par la loi de Planck .....	83
2.49 : Schéma de la validation des mesures sur différents échantillons .....	84
2.50 : Clichés du montage avec le four .....	85
2.51 : Transmission spectrale de H <sub>2</sub> O à 100°C pour un trajet de 1 m .....	86
2.52 : Schéma du test sur la vapeur d'eau .....	87
2.53 : Flamme réalisée devant le corps noir .....	87
2.54 : Trajet laser et optique à travers la flamme .....	88
2.55 : Point de référence à 1600°C, filtre 0.95µm, sans flamme .....	89
2.56 : Test avec la flamme à 1600°C, filtre 0.95µm.....	89
2.57 : Point de référence à 1600°C, filtre 0.90µm, sans flamme .....	90
2.58 : Test avec la flamme à 1600°C, filtre 0.90µm.....	90
2.59 : Schéma du test sur les gouttelettes d'eau .....	91

---

2.60 : Trajet laser et optique à travers les gouttelettes d'eau .....	92
2.61 : Point de référence à 1200°C, sans gouttelettes .....	93
2.62 : Test avec les gouttelettes à 1200°C .....	93
3.1 : Schéma de principe d'un statoréacteur [34].....	98
3.2 : Clichés du Leduc 010 avec son appareil porteur .....	99
3.3 : Clichés du Lockheed P-80 (à gauche) et du Lavochkin La-7PVRD (à droite) .....	100
3.4 : Cliché du Nord 1500 Griffon II .....	100
3.5 : Évolution des dimensions [34] .....	101
3.6 : Évolution du flux thermique dans une chambre de statoréacteur [34].....	103
3.7 : Cliché du caisson insonorisé sur le banc d'essai .....	104
3.8 : Niveaux de bruit acoustique enregistrés à l'intérieur du caisson .....	105
3.9 : Niveaux de pression acoustique enregistrés à l'intérieur du caisson .....	105
3.10 : Fréquences acoustiques enregistrées à l'intérieur du caisson.....	106
3.11 : Schéma de la mesure couplée avec le pyromètre [38] .....	107
3.12 : Schéma de l'appareillage sur le banc d'essai hypersonique .....	108
3.13 : Cliché de l'appareillage sur le banc d'essai hypersonique (vue 1) .....	109
3.14 : Cliché de l'appareillage sur le banc d'essai hypersonique (vue 2) .....	109
3.15 : Cliché de l'appareillage montrant l'axe de visée (à gauche) et la protection acoustique (à droite).....	110
3.16 : Schéma de l'appareillage sur le banc d'essai subsonique.....	111
3.17 : Cliché de l'appareillage sur le banc d'essai subsonique (vue 1).....	112
3.18 : Cliché de l'appareillage sur le banc d'essai subsonique (vue 2).....	112
3.19 : Exemple de protocole de mesure .....	113
3.20 : Résultat de l'essai hypersonique .....	114
3.21 : Analyse de l'essai hypersonique.....	115
3.22 : Résultat de l'essai subsonique .....	116
3.23 : Analyse de l'essai subsonique .....	117
3.24 : Représentation 3D de la cuve (à gauche) [21] et cliché (à droite) au laboratoire .....	118
3.25 : Schéma du spectromètre (à gauche) et cliché (à droite) au laboratoire [21].....	118

---

3.26 : Cliché de l'échantillon (à gauche) et cliché de l'installation dans l'inducteur de la cuve (à droite) au laboratoire.....	119
3.27 : Émissivité de l'échantillon en fonction de la longueur d'onde pour différentes températures.....	119
3.28 : Illustration chinoise représentant l'utilisation de soufflets [39].....	121
3.29 : Cliché de l'aciérie de Saint-Saulve (lefigaro.fr).....	122
3.30 : Clichés des lingotières durant la CCC.....	124
3.31 : Schéma de l'appareillage devant la lingotière.....	125
3.32 : Clichés de la configuration de mesure avec les hublots de visée (à gauche) et la lingotière (à droite).....	126
3.33 : Résultat de l'essai sur la barre d'acier.....	127
3.34 : Analyse de l'essai sur la barre d'acier.....	128
4.1 : Schéma de principe d'un matériau diélectrique.....	132
4.2 : Cliché d'un outil en obsidienne.....	134
4.3 : Utilisation du verre pour des vitraux (à gauche) et de la cristallerie (à droite).....	135
4.4 : Schéma d'un four de fusion verrier [40].....	138
4.5 : Schéma de fonctionnement d'un four à brûleurs [40].....	139
4.6 : Cliché (à gauche) et schéma (à droite) d'un bain de fusion et la voûte.....	140
4.7 : Coefficient d'absorption de deux types de verre en fonction de la longueur d'onde à température ambiante.....	141
4.8 : Coefficient d'absorption d'un verre en fonction de la longueur d'onde à 1200°C (Saint Gobain).....	141
4.9 : Émissivité directionnelle spectrale d'un matériau diélectrique.....	142
4.10 : Cliché du hublot de mesure depuis l'extérieur du four.....	143
4.11 : Schéma des dimensions du hublot de mesure (à gauche) et cliché du hublot de depuis l'intérieur du four (à droite).....	143
4.12 : Schéma de l'appareillage devant le four de fusion.....	145
4.13 : Clichés de l'appareillage intégré dans son caisson de protection (à gauche) et de la détection synchrone analogique utilisée (à droite).....	145
4.14 : Cliché de l'appareillage devant le four de fusion (vue 1).....	146
4.15 : Cliché de l'appareillage devant le four de fusion (vue 2).....	146

---

4.16 : Résultat de l'essai 1 pour la température de surface du bain de fusion en bichromatique.....	148
4.17 : Résultat de l'essai 2 pour la température de surface du bain de fusion en bichromatique.....	148
4.18 : Résultat de l'essai 3 pour la température de surface du bain de fusion en bichromatique.....	149
4.19 : Résultat de l'essai 4 pour la température de surface du bain de fusion en bichromatique.....	149
4.20 : Résultat de l'essai 5 pour la température de surface du bain de fusion en bichromatique.....	150
4.21 : Analyse de l'essai 1 pour la température de surface du bain de fusion en bichromatique.....	151
4.22 : Analyse de l'essai 2 pour la température de surface du bain de fusion en bichromatique.....	151
4.23 : Analyse de l'essai 3 pour la température de surface du bain de fusion en bichromatique.....	152
4.24 : Analyse de l'essai 4 pour la température de surface du bain de fusion en bichromatique.....	152
4.25 : Analyse de l'essai 5 pour la température de surface du bain de fusion en bichromatique.....	153
4.26 : Analyse de l'essai 1 pour la température de surface du bain de fusion en monochromatique	153
4.27 : Analyse de l'essai 2 pour la température de surface du bain de fusion en monochromatique	154
4.28 : Analyse de l'essai 3 pour la température de surface du bain de fusion en monochromatique	154
4.29 : Analyse de l'essai 4 pour la température de surface du bain de fusion en monochromatique	155
4.30 : Analyse de l'essai 5 pour la température de surface du bain de fusion en monochromatique	155
4.31 : Différents procédés de remplissages des réfractaires [40].....	160
4.32 : Schéma de l'appareillage devant le four pivotant .....	162
4.33 : Cliché de l'appareillage illustrant la configuration de mesure.....	162
4.34 : Cliché de l'appareillage devant le four pivotant éteint.....	163
4.35 : Cliché de l'appareillage devant le four pivotant allumé.....	163
4.36 : Résultat de l'essai 1 pour la température de surface de la coulée 50kW en bichromatique ...	165
4.37 : Résultat de l'essai 2 pour la température de surface de la coulée 50kW en bichromatique ...	165
4.38 : Résultat de l'essai 1 pour la température de surface de la coulée 350kW en bichromatique .	166
4.39 : Résultat de l'essai 2 pour la température de surface de la coulée 350kW en bichromatique .	166
4.40 : Analyse de l'essai 1 pour la température de surface de la coulée 50kW en bichromatique....	168
4.41 : Analyse de l'essai 2 pour la température de surface de la coulée 50kW en bichromatique....	168
4.42 : Analyse de l'essai 2 pour la température de surface de la coulée 50kW en bichromatique....	169
4.43 : Analyse de l'essai 2 pour la température de surface de la coulée 350kW en bichromatique..	169

4.44 : Analyse de l'essai 1 pour la température de surface de la coulée 50kW en monochromatique .....	170
4.45 : Analyse de l'essai 2 pour la température de surface de la coulée 50kW en monochromatique .....	171
4.46 : Dispersion de la température vraie en fonction des valeurs de $\alpha\epsilon\tau$ sur la voie infrarouge .....	172
4.47 : Dispersion de la température vraie en fonction des valeurs de $\alpha\epsilon\tau$ sur la voie visible .....	172
4.48 : Analyse de l'essai 1 pour la température de surface de la coulée 350kW en monochromatique .....	173
4.49 : Analyse de l'essai 2 pour la température de surface de la coulée 350kW en monochromatique .....	174
5.1 : Comparaison entre une chaîne de production automobile chez Ford en 1913 (à gauche) et chez Tesla en 2014 (à droite).....	178
5.2 : Schéma de la modélisation du substrat en fonte avec une couche de peinture lubrifiante .....	181
5.3 : Évolution de la puissance laser nécessaire pour obtenir une température de surface de 1500°C selon la conductivité thermique de la fonte. ....	182
5.4 : Champs de températures en surface de la fonte nue pour une conductivité thermique de ..... $10 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ et un flux de 3W. ....	183
5.5 : Champs de températures en surface de la fonte nue pour une conductivité thermique de ..... $30 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ et un flux de 6W .....	183
5.6 : Champs de températures en surface de la fonte nue pour une conductivité thermique de ..... $50 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ et un flux de 9W .....	184
5.7 : Champs de températures en surface pour une épaisseur de peinture de $5\mu\text{m}$ et des conductivités thermiques peinture/fonte de respectivement $70$ et $30 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ .....	185
5.8 : Champs de températures en surface pour une épaisseur de peinture de $5\mu\text{m}$ et des conductivités thermiques peinture/fonte de respectivement $70$ et $30 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ .....	185
5.9 : Champs de températures en surface pour une épaisseur de peinture de $5\mu\text{m}$ et des conductivités thermiques peinture/fonte de respectivement $110$ et $30 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ . ....	186
5.10 : Champs de températures en surface pour une épaisseur de peinture de $5\mu\text{m}$ et des conductivités thermiques peinture/fonte de respectivement $70$ et $50 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ .....	186
5.11 : Champs de températures en surface pour une épaisseur de peinture de $50\mu\text{m}$ et des conductivités thermiques peinture/fonte de respectivement $70$ et $30 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ .....	187

---

5.12 : Champs de températures en surface pour une épaisseur de peinture de 50 $\mu$ m et des conductivités thermiques peinture/fonte de respectivement 110 et 10 W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> . ....	187
5.13 : Champs de températures en surface pour une épaisseur de peinture de 50 $\mu$ m et des conductivités thermiques peinture/fonte de respectivement 110 et 30 W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> . ....	188
5.14 : Champs de températures en surface pour une épaisseur de peinture de 50 $\mu$ m et des conductivités thermiques peinture/fonte de respectivement 70 et 50 W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> .....	188
5.15 : Différence de température maximum entre les deux épaisseurs en fonction du rapport des diffusivités thermiques.....	189
5.16 : Différence de température maximum entre les deux épaisseurs en fonction de la racine du rapport des diffusivités thermiques. ....	190
5.17 : Exemple d'échantillon utilisé pour les mesures en laboratoire.....	191
5.18 : Schéma de principe de l'appareillage et de la mesure effectuée.....	192
5.19 : Photographie du dispositif complet représentant l'axe de visée.....	193
5.20 : Cliché de l'appareillage intégré (à gauche) et de la détection synchrone analogique utilisée (à droite).....	193
5.21 : Résultats obtenus sur des couches épaisses appliquées au pinceau.....	194
5.22 : Résultats obtenus sur des couches minces appliquées à l'aérographe.....	194
5.23 : Rapport des résultats sur couches épaisses avec la fonte et son apprêt.....	195
5.24 : Rapport des résultats sur couches minces avec la fonte et son apprêt.....	195
5.25 : Schéma de la mesure d'épaisseur.....	196
5.26 : Récapitulatif des valeurs d'épaisseurs en fonction des signaux extraits (fréquence d'excitation 1000Hz).....	198
6.1 : Exemples d'appareils récents et miniaturisés.....	203





---

# Liste des tableaux

1.1 : Erreur relative sur la température mesurée en fonction de l'incertitude sur le rapport des émissivités pour trois couples de longueurs d'onde .....	25
1.2 : Valeurs des facteurs d'émission et de transmission aux longueurs d'onde choisies.....	31
1.3 : Exemple de températures mesurées, dans le cas de faibles perturbations, par chaque méthode avec les $\Delta T$ correspondants par rapport à la température recherchée de 1873 K. ....	32
1.4 : Exemple de températures mesurées, dans le cas de fortes perturbations, par chaque méthode avec les $\Delta T$ correspondants par rapport à la température recherchée de 1873 K. ....	32
2.1 : Récapitulatif des résultats obtenus lors de l'essai à différentes fréquences laser .....	76
2.2 : Résultats obtenus pour un rapport cyclique de 50% .....	77
2.3 : Résultats obtenus pour un rapport cyclique de 50% .....	77
2.4 : Résultats obtenus pour un rapport cyclique de 21% .....	78
2.5 : Résultats obtenus pour un rapport cyclique de 1% .....	78
3.1 : Récapitulatif des applications et caractéristiques des statoréacteurs [34] .....	102
4.1 : Composition des réfractaires électrofondus courants [réf Techniques de l'ingénieur] .....	159
5.1 : Résultats d'épaisseurs obtenus sur couches minces avec la fonte et son apprêt .....	197

---

## Résumé :

Les méthodes optiques passives de mesures de température comme la thermographie ou la pyrométrie optique sont intéressantes car elles permettent une mesure non intrusive de l'objet cible à condition de connaître le facteur d'émission. La connaissance de ce facteur est critique pour déterminer la température de surface par le rayonnement thermique émis dans un domaine spectral. Le pyromètre bichromatique impulsif permet de surmonter la connaissance de ce paramètre à condition que le choix des valeurs de longueurs d'onde soit fait avec précautions. Lorsque l'objet à mesurer est situé dans un environnement industriel, de telles méthodes optiques sont fortement perturbées par la présence d'un milieu optiquement absorbant. C'est également le cas pour des objets situés dans des environnements très chauds qui émettent d'intenses radiations interférentes. Dans cette thèse, nous présentons une méthode radiométrique active bichromatique pour mesurer la température d'une surface en milieu industriel et l'épaisseur d'une couche. Cette méthode est basée sur une excitation locale par une source laser modulée dans l'infrarouge. La détection de la température qui est corrélée avec l'excitation permet d'extraire par détection synchrone le signal modulé noyé dans un bruit jusqu'à un million de fois supérieur. Travailler à courtes longueurs d'onde (domaine visible et proche infrarouge) offre une grande dynamique et minimise l'erreur induite par les variations d'émissivité avec la longueur d'onde. Le principe de la méthode de mesure, le système optique et l'appareillage sont présentés dans ce rapport ainsi que les études théoriques et expérimentales sur la sensibilité, sa calibration et les résultats obtenus sur différents sites industriels. Sont également présentés les résultats obtenus pour des mesures d'épaisseurs de couches minces sur une chaîne de production.

**Mots-clés :** Pyromètre bichromatique impulsif, température de surface, courtes longueurs d'ondes, rayonnement émis, environnements perturbés, méthode active non intrusive, épaisseur de couches minces.

## Abstract :

Optical passive methods of temperature measurements such as thermography or optical pyrometry are very interesting because they allow a non-intrusive measurement with the target object provided to know the emission factor. The knowledge of this factor is critical for determining the actual temperature of a surface from the thermal radiation emitted in a wavelength band. The bichromatic pulsed pyrometer allows to overcome the knowledge of this parameter provided that precautions are taken in the choice of the values of wavelengths. When the object to be measured is placed in industrial environments, such passive optical methods are greatly disturbed by the presence of an optically absorbing medium. It is also distorted for objects located in very hot environments emitting intense interfering radiation. In this thesis, we present an active bichromatic radiometric method for measuring the temperature of a surface in harsh environments and the thickness of a layer. The method is based on a localized excitation by a modulated laser source in the infrared range. Detecting the temperature range which is correlated with the excitation allows a synchronous detection to extract the signal embedded in a noise up to  $10^6$  times superior. Working at short wavelengths (visible range and near infrared range) offers a large dynamic range and minimizes the error due to variations in emissivity with the wavelength. The principle of the measurement method, the optical wavelength separation system and the telemetry apparatus are presented in this report as well as the theoretical and experimental study of the sensitivity of the device, its calibration and the results obtained in different industrial sites. The results obtained for measuring the thickness of thin layers on a production line are also presented.

**Keywords :** Bichromatic pulsed pyrometer, surface temperature, short wavelengths, emitted radiation, harsh environment, active and non-intrusive method, thin layers thickness.