



Mesure de champs de températures vraies par thermoréfectométrie proche infrarouge

Rémi Gilblas

► To cite this version:

Rémi Gilblas. Mesure de champs de températures vraies par thermoréfectométrie proche infrarouge. Optique / photonique. INSA de Toulouse, 2012. Français. NNT : . tel-00797425

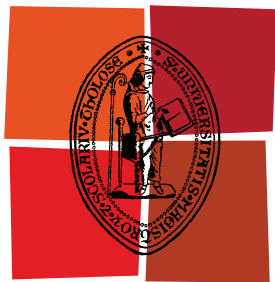
HAL Id: tel-00797425

<https://theses.hal.science/tel-00797425>

Submitted on 6 Mar 2013

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Université
de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Institut National des Sciences Appliquées de Toulouse (INSA Toulouse)

Discipline ou spécialité :

SYSTEMES EMBARQUES

Présentée et soutenue par :

Rémi GILBLAS

le : mercredi 17 octobre 2012

Titre :

MESURE DE CHAMPS DE TEMPERATURES VRAIES PAR
THERMOREFLECTOMETRIE PROCHE INFRAROUGE

Ecole doctorale :

Systèmes (EDSYS)

Unité de recherche :

Institut Clément Ader (ICA), Albi

Directeur(s) de Thèse :

D. HERNANDEZ (Ingénieur de recherche) - PROMES, Odeillo - Directeur

T. SENTENAC (Maître assistant) - ICA, Mines-Albi - Coencadrant

Rapporteurs :

T. DUVAUT (Professeur) - GRESPI, Université de Reims

M. HIMBERT (Professeur) - CNAM, La Plaine Saint Denis

Membre(s) du jury :

D. DE SOUSA MENESES (Maître de conférence) - CEMHTI, Polytech'Orléans - Examineur

G. FLAMANT (Directeur de recherche) - PROMES, Odeillo - Examineur

J.-Y. FOURNIOLS (Professeur) - LAAS, INSA Toulouse - Examineur

J. HAMEURY (Ingénieur de recherche) - LNE, Paris - Examineur

Y. LE MAOULT (Professeur) - ICA, Mines Albi - Invité

R. REICHLÉ (Ingénieur) - ITER, Saint Paul Lez Durance - Invité

Pour se mettre en bouche, voici deux pensées de nos amis les Shadoks, qui jettent un éclairage original sur les problèmes de mesure scientifique



Source : [http ://www.lessHADOKS.com/](http://www.lessHADOKS.com/)

Remerciements

La réalisation d'une thèse est un travail d'équipe, et particulièrement une thèse de métrologie et d'instrumentation comme celle-ci. Le développement du prototype présenté requiert de multiples compétences, qui ne peuvent être rassemblées que par la mutualisation des connaissances. A ce titre, je tiens à remercier toutes les personnes qui ont été amenées, de près ou de loin, à travailler avec moi.

Tout d'abord, j'aimerais exprimer ma gratitude envers l'encadrement dont j'ai bénéficié. Merci à **Gérard BERNHART** et **Thierry CUTARD**, successivement les directeurs du CROMEP puis de l'ICA-Albi, pour m'avoir permis de réaliser cette thèse.

En premier lieu, je remercie **Thierry SENTENAC**, qui m'a encadré avec attention durant ma thèse à l'école des mines d'Albi. C'est grâce à sa disponibilité, son intérêt et sa détermination que ma motivation, mon implication et ma créativité ont pu s'épanouir. Ensuite, je souhaite remercier chaleureusement mon directeur de thèse **Daniel HERNANDEZ**, pour m'avoir transmis son expérience et ses connaissances du domaine de la métrologie thermique et de la pyroréfectométrie. Enfin, un grand merci à **Yannick LE MAOULT**, pour son avis passionné et pertinent sur les concepts physiques rencontrés.

Je remercie également **Thierry DUVAUT** et **Marc HIMBERT** pour avoir accepté de rapporter ma thèse. Merci à tous les **membres du jury** d'avoir assisté à ma soutenance de thèse.

En second lieu, un grand merci à l'aide spécifique et technique qu'on a pu m'apporter. Un grand merci à **Florian BUGARIN**, pour son apport sur les problèmes mathématiques rencontrés. Une médaille pour **Jean-Michel MOUYS**, qui, outre son aide pour l'intégration matérielle du prototype, m'a accompagné au Creusot affronter la rudesse du brouillard de Bourgogne. Merci à **Benoît DUCAROUGE** et **Thomas MALABAR**, pour leur apport sur le développement du logiciel M-Thermique. Un grand merci à mon élaboratrice préférée **Lisa PIN** pour m'avoir confectionné une fabuleuse pastille bigoût vanille fraise, dont les propriétés radiatives complexes en ont fait un sujet parfait pour mon travail. Je remercie **Thomas PAPAIX**, pour son expertise de qualité sur la pose de thermocouples et l'instrumentation d'échantillons. Merci à **Didier ADE** pour son aide sur les caméra et objectifs infrarouges. Merci à **Sabine LEROUX**, pour m'avoir formé sur le rugosimètre. Merci à toute l'**équipe de Areva NP** du Creusot, et particulièrement à **Slim CONSTANT**, pour leur aide durant la fameuse semaine d'essais à hauts flux thermiques.

Je suis extrêmement reconnaissant envers ma famille, qui m'a toujours soutenu durant ma scolarité. Merci à mon père, pour m'avoir donné le goût de la mesure, à travers son métier de géomètre. Merci à ma mère, pour m'avoir donnée le goût de la "graphie", à travers la peinture. Avec la thermoréfectométrie, je combine la mesure et le graphisme, et donc perpétue la tradition familiale ! Un grand merci donc à **mon papa, ma maman et ma soeur**. Un grand merci également à mes chères **grand-mères**.

Je serais loin d'être exhaustif si je ne remerciais pas **Vanessa**. Merci à toi pour tes conseils avisés, tu étais déjà passée par là, alors ton expérience m'a été d'un grand secours... Merci de ta tendresse et ton amour, qui m'ont fait tenir le coup pendant les phases difficiles de la thèse.

Il y a un temps pour travailler et un temps pour s'amuser, et j'en suis convaincu, l'un ne va pas sans l'autre. Un grand merci à tous mes amis qui savent me faire rire, me distraire et me soutenir. Un remerciement druidique pour la bande des **Bégarrois** : Estelle l'infirmière,

Jacky le plâtrier-staffeur, Laurent l’informaticien, Nicolas le paysagiste, Ptit Sech l’électricien, Robu le livreur, Yvan le garagiste... Aux copains de l’**IUT de Lannion** : Cheveux de foin, Dolbed, Giurael, La jauge, Laura, Pépère, Tantan La Riflette... Aux **INSALIENS** de Rennes : Annabelle, Croute à chien, Grassuel Pillon, Ikram, Manu, Noémaille... Et enfin merci à mes camarades doctorants, colocataires et amis (Atony, Chrichri, Guy, Laurarara, Mymy, Pôline, Suzanne, Trup’...).

Pendant cette thèse, de nombreux moments forts sont venus ponctuer régulièrement mon quotidien de doctorant :

- SFT 2010 au Touquet ou la découverte des joies gustatives des colloques.
- Conférence QIRT à Québec ou la découverte des surprenants tunnels souterrains de l’université Laval.
- Conférence SPIE-Thermosense à Orlando ou le constat que sans voiture aux Etats-Unis, on n’existe pas.
- SFT 2011 à Perpignan avec la douceur de Collioure au mois de Mai.
- Manip au FE200 au Creusot ou les joies de l’intégration du prototype sur le simulateur.
- Découverte en direct de la spectrométrie Christianssen au CEMHTI à Orléans ou la comparaison de deux méthodes.

Merci à tous ceux avec qui j’ai partagé ces moments, qui resteront gravés dans ma mémoire.

Enfin il me reste à remercier les personnes de l’ombre. Merci à Julien Lepers, Nagui, Josh Homme, PJ Harvey, Wes Anderson, John Lajoie, pour leur contribution moins sérieuse mais tout autant importante !

En conclusion, je dirais merci à tous pour le bon déroulement de cette thèse qui m’a donné beaucoup de plaisir. Elle m’a passionnée, motivée, et même transporté ! Je souhaite à tous les prochains doctorants le même bonheur, et que même si certains moments sont difficiles, soyez sûrs que le jeu en vaut la chandelle !

Table des matières

Table des matières	vii
Liste des figures	xiii
Liste des tableaux	xix
Notations	xx
Introduction	1
1 Mesure de température sans contact : rappels et état de l'art	7
1.1 Rappels des grandeurs de base et des lois du rayonnement	8
1.1.1 Le flux élémentaire	8
1.1.2 La luminance spectrale directionnelle	8
1.1.3 L'éclairement	9
1.1.4 Loi de Planck	9
1.1.5 Loi de Stefan-Boltzmann	10
1.1.6 Loi du déplacement de Wien	10
1.1.7 Loi de Wien	10
1.2 Définitions des propriétés radiatives des matériaux et lois de Kirchhoff	11
1.2.1 Interaction rayonnement matière	11
1.2.2 Première loi de Kirchhoff	13
1.2.3 Seconde loi de Kirchhoff	13
1.2.4 Application des lois de Kirchhoff à un matériau opaque	14
1.2.5 Définitions des grandeurs intervenant en réflectométrie	15
1.2.6 Relation entre l'émissivité et la réflectivité bidirectionnelle	16
1.3 Grandeurs d'influence des propriétés radiatives des matériaux	17
1.3.1 Calcul théorique	17
1.3.2 Influence de la longueur d'onde	18
1.3.3 Influence de la température	21
1.3.4 Influence de l'état de surface	22
1.3.5 Influence de la direction	23
1.3.6 Conclusion partielle	24
1.4 État de l'art de la mesure de température sans contact	27
1.4.1 Rappel de la problématique de la mesure de température sans contact	27
1.4.2 Approximation ou modélisation du comportement de l'émissivité	28
1.4.3 Méthodes directes passives	29
1.4.4 Méthodes directes actives	31
1.4.5 Méthodes indirectes	32
1.5 Approche proposée	34
2 Présentation de la méthode de Thermoréfectométrie	35
2.1 Principes fondamentaux	36
2.1.1 Introduction de la température de luminance	36
2.1.2 Détermination indirecte de l'émissivité par réflectométrie	36

2.1.3	Mesure des réflectivités bidirectionnelles : conformité directionnelle . .	37
2.1.4	Calcul du facteur de diffusion : hypothèse majeure de la thermorélectrométrie	37
2.1.5	Système de thermorélectrométrie bichromatique	39
2.1.6	Synthèse	39
2.2	Génération des données de simulation	40
2.2.1	Description de la procédure de génération des données	40
2.2.2	Calcul des données d'entrée du système thermorélectrométrique	40
2.3	Domaine de validité du système thermorélectrométrique : Étude des solutions	42
2.3.1	Domaine de validité des sorties du système	42
2.3.2	Approche de résolution	42
2.3.3	Analyse de la fonction coût : Nombre de solutions	43
2.4	Sensibilité du système thermorélectrométrique par rapport au respect de l'hypothèse fondamentale	44
2.4.1	Relation entre l'erreur sur la température et celle sur le facteur de diffusion	45
2.4.2	Variation spectrale expérimentale du facteur de diffusion	45
2.4.3	Variation de la longueur d'onde bichromatique	46
2.4.4	Variation de l'émissivité bichromatique	46
2.4.5	Variation du coefficient $\frac{\lambda_r \cdot T}{\epsilon_r \cdot C_2}$	47
2.4.6	Synthèse : variations de l'erreur relative en température ($\frac{\Delta T}{T}$)	49
2.5	Sensibilité de la résolution du système bichromatique par rapport au choix des longueurs d'onde	50
2.5.1	Choix de la méthode de résolution du système thermorélectrométrique	51
2.5.2	Influence du choix des longueurs d'onde bichromatiques sur la résolution du système	51
2.6	Discussion : choix des longueurs d'onde bichromatiques	53
2.6.1	Bilan des influences spectrales	53
2.6.2	Performances de la méthode aux longueurs d'onde $1.310\mu\text{m}$ et $1.55\mu\text{m}$	55
2.7	Sensibilité du système thermorélectrométrique par rapport aux grandeurs d'entrées bruitées	56
2.8	Conclusion : sensibilité de la méthode	57
3	Conception et dimensionnement du thermorélectromètre	59
3.1	Dimensionnement de la mesure de température de luminance	60
3.1.1	Signal généré par le détecteur en phase passive	60
3.1.2	Modèle radiométrique sélectionné en proche infrarouge	61
3.1.3	Procédure de simulation pour le paramétrage du modèle radiométrique par rapport aux caractéristiques de la chaîne de mesure	62
3.1.4	Influence de la largeur du filtre sur le paramétrage du modèle radiométrique	63
3.1.5	Influence de la distribution spectrale du filtre sur le paramétrage du modèle radiométrique	66
3.1.6	Synthèse	66
3.2	Dimensionnement de la mesure de réflectivité bidirectionnelle	67
3.2.1	Signal généré par le détecteur en phase active	67
3.2.2	Rappels sur les sources d'éclairement surfaciques	69
3.2.3	Procédure de simulation pour le choix de la source d'éclairement en fonction de la largeur spectrale des filtres	71

3.2.4	Choix de la source d'éclairement en fonction de la largeur spectrale des filtres	72
3.3	Analyse du respect de la relation fondamentale avec des grandeurs intégrées	75
3.3.1	Importance du respect de la loi de Kirchhoff	75
3.3.2	Procédure de simulation pour tester le respect de la loi de Kirchhoff	76
3.3.3	Choix de la distribution spectrale du filtre	77
3.3.4	Choix de la largeur spectrale du filtre	78
3.3.5	Synthèse	78
3.4	Synthèse sur le dimensionnement des composants	79
3.4.1	Enseignements	79
3.4.2	Performances aux longueurs d'onde $[1.310\mu m; 1.55\mu m]$	79
4	Développement du Thermoréfectomètre prototype	83
4.1	Définition de l'architecture matérielle et logicielle	84
4.1.1	Architecture matérielle	84
4.1.2	Architecture logicielle	88
4.2	Caractérisation et correction des défauts temporels et spatiaux de la caméra	89
4.2.1	Signaux délivrés par la caméra	89
4.2.2	Rappels des critères d'évaluation	91
4.2.3	Résultats de la caractérisation des défauts temporels de la caméra	92
4.2.4	Évaluation de l'hypothèse de linéarité de la réponse de la caméra	92
4.2.5	Résultats de la caractérisation de l'uniformité de la caméra	94
4.2.6	Corrections des défauts temporels et de non uniformité de la caméra	96
4.3	Caractérisation spectrale de la caméra	98
4.3.1	Rappel de la définition de l'aberration chromatique	98
4.3.2	Caractérisation qualitative du décalage induit par les aberrations chromatiques	98
4.3.3	Caractérisation quantitative du décalage induit par les aberrations chromatiques	99
4.4	Etalonnages	100
4.4.1	Etalonnage thermique	101
4.4.2	Etalonnage réflectométrique	103
4.4.3	Etalonnage géométrique pour la correction des aberrations chromatiques	105
4.5	Évaluation de la précision de mesure du thermoréfectomètre en situation d'étalonnage	106
4.5.1	Précision de la mesure de champs de températures de luminance	107
4.5.2	Précision de la mesure de champ de réflectivités bidirectionnelles	108
4.6	Conclusion et performances globales du thermoréfectomètre	109
5	Performances de la méthode de thermoréfectométrie : mesure de champs de température	111
5.1	Procédure d'évaluation et de test du thermoréfectomètre	113
5.1.1	Objectifs	113
5.1.2	Choix des échantillons et des scènes d'évaluation	114
5.1.3	Méthodologie de présentation des résultats	114
5.1.4	Caractérisation du moyen de chauffage	116
5.2	Mesures sur une scène de matériaux métalliques avec un gradient de température	117
5.2.1	Étape 1 : Présentation de la scène et des échantillons d'évaluation	117
5.2.2	Étape 2 : Mesure des propriétés radiatives en proche infrarouge	118
5.2.3	Étape 3 : Mesures ponctuelles par thermocouple et/ou pyroréfectomètre	120

5.2.4	Étape 4 : Mesures et calculs des grandeurs de champs du thermoré- flectomètre	121
5.2.5	Étape 5 : Mesure de champs de températures par thermographie bichro- matique	126
5.2.6	Étape 6 : évaluation de l'erreur commise en température vraie	127
5.2.7	Conclusion	128
5.3	Mesures sur une scène diffusante sélective, hétérogène en émissivité et en tem- pérature	129
5.3.1	Étape 1 : Présentation de la scène et de l'échantillon d'évaluation	129
5.3.2	Étape 2 : Mesure des propriétés radiatives en proche infrarouge	129
5.3.3	Étape 3 : Mesures ponctuelles par pyroréfectomètre	132
5.3.4	Étape 4 : Mesures et calculs des grandeurs de champs du thermoré- flectomètre	133
5.3.5	Étape 5 : Mesure de champs de températures par thermographie bichro- matique	137
5.3.6	Étape 6 : évaluation de l'erreur commise en température vraie	138
5.3.7	Conclusion	140
5.4	Mesure sur une scène dynamique	140
5.4.1	Étape 1 : Présentation du FE200 et des échantillons d'évaluation	141
5.4.2	Étape 2 : Propriétés radiatives des échantillons	142
5.4.3	Étape 3 : Mesures ponctuelles par thermocouples	142
5.4.4	Étape 4 et 6 : Mesures et calculs des grandeurs de champs du thermo- réflectomètre et évaluation de l'erreur	142
5.4.5	Enseignements	145
5.5	Contributions de la thermoréfectométrie	145
	Conclusion	147
	A Principe de la modélisation du facteur de diffusion	153
A.1	Génération d'une surface gaussienne	153
A.1.1	Mesure de rugosité	154
A.1.2	Génération des surfaces	155
A.2	Principe de la méthode GOA (geometric optics approximation)	155
A.2.1	Génération de <i>BRDF</i>	155
A.2.2	Calcul du facteur de diffusion	155
	B Mesures de rugosité sur un échantillon d'oxyde d'Erbium pur	157
B.1	Mise en évidence de l'interaction rugosité/ <i>BRDF</i>	157
B.2	Mesure de la rugosité	158
	C Étude de la résolution du système thermoréfectométrique	161
C.1	Écriture de la fonction coût	161
C.2	Étude des variations de la fonction coût	162
C.3	Cas générant une double solution en thermoréfectométrie	162
	D Descriptif des méthodes de minimisation de problèmes non linéaires	165
D.1	Problématique	165
D.2	Comparaison des méthodes envisagées	165
	E Calcul de l'erreur totale	167

F	Evaluation de la température de surface à partir des propriétés thermiques du matériau	169
F.1	Ecriture de la loi de Fourier en régime permanent	169
F.2	Application : calcul du gradient en surface du double échantillon à base de Zirconie dopée avec des oxydes de terre rares	171
F.2.1	Objectifs	171
F.2.2	Estimation de la température de surface	171
G	Mesures de rugosité sur le double échantillon Zirconie dopée oxyde d'Erbium et Zirconie dopée oxyde de Dysprosium	175
	Bibliographie	177

Table des figures

1	Le tokamak européen JET à gauche à l'arrêt et à droite en fonctionnement avec du plasma chaud. (<i>Sources : http://www.bnes.com/ygn/events/reactor/reactor07-/reactor07.html</i>)	1
2	Influence de l'émissivité sur la mesure radiative de température.	2
3	Représentation des matériaux opaques de la base de données par rapport aux propriétés radiatives représentées en fonction du matériau et de la longueur d'onde dans le proche infrarouge	4
1.1	Géométrie de l'émission d'un rayonnement électromagnétique.	8
1.2	Loi de Planck : luminance du corps noir en fonction de la longueur d'onde pour différentes températures.	9
1.3	Variation de la dérivée de la loi de Planck en fonction de la température pour trois domaines spectraux.	10
1.4	Interaction rayonnement matière et conservation de l'énergie.	11
1.5	Schéma de principe de la mesure de la réflectivité directionnelle hémisphérique.	12
1.6	Flux émis depuis une direction $\vec{x}$ et réfléchi dans une direction $\vec{y}$	15
1.7	Schéma de principe de la mesure de <i>BRDF</i> dans le plan d'incidence.	16
1.8	Emissivités spectrales directionnelles pour les matériaux de la base de donnée.	19
1.9	<i>BRDF</i> dans le plan d'indicence, avec un angle d'incidence de 45° , pour un échantillon de Tungstène et pour quatre longueurs d'onde proche infrarouge.	19
1.10	Facteur de diffusion des matériaux de la base de données pour les longueurs d'onde du proche infrarouge.	20
1.11	Emissivités directionnelles de l'Alumine en fonction de la longueur d'onde pour différentes températures (données de l'article [RMA ⁺ 99])	21
1.12	Emissivité hémisphérique de l'Inconel pour différents états de surface (données de l'article [Mat05]).	22
1.13	Réflectivités bidirectionnelles du Nickel en fonction de la longueur d'onde pour différents états de surface (données de l'article[Mat05]).	23
1.14	Indicatrice d'émission du Titane en fonction de l'angle de réception pour différentes longueurs d'onde (données de l'article [Mat05]).	23
1.15	Schéma simplifié de la mesure de champs de réflectivités bidirectionnelles sur une surface dont la rugosité est distribuée de façon gaussienne.	25
1.16	Profil des réflectivités bidirectionnelles sur surface diffusante et spéculaire.	26
2.1	<i>BRDF</i> dans le plan d'incidence théorique pour deux longueurs d'onde : homothétiques (gauche), et non homothétiques (droite).	38
2.2	Schéma fonctionnel du système de thermoréfectométrie.	40
2.3	Méthodologie de la génération des données d'entrée et de simulation de la méthode.	41
2.4	Températures de luminance pour différents échantillons de matériaux en fonction de la longueur d'onde <i>PIR</i>	41

2.5	Réflexivités bidirectionnelles pour différents échantillons de matériaux en fonction de la longueur d'onde <i>PIR</i>	41
2.6	Variation de la fonction coût $f(T)$ de l'alumine, de l'oxyde d'Erbium (Er_2O_3) et du Tungstène en fonction de la température.	43
2.7	Évolution de la fonction coût $f(T)$ (2.9) en fonction de la température.	44
2.8	Variation de la longueur d'onde bichromatique en proche infrarouge.	46
2.9	Emissivité bichromatique en fonction de la première émissivité pour différentes seconde émissivités.	47
2.10	Coefficient $\frac{\lambda_r.T}{\varepsilon_r.C_2}$ pour les matériaux Oxyde d'Erbium (gauche) et Oxyde de Dysprosium (droite) en fonction de la différence de longueur d'onde.	48
2.11	Coefficient $\frac{\lambda_r.T}{\varepsilon_r.C_2}$ pour les matériaux Alumine (gauche) et Inconel (droite) en fonction de la différence de longueur d'onde.	48
2.12	Coefficient $\frac{\lambda_r.T}{\varepsilon_r.C_2}$ pour les matériaux Cuivre Oxydé (gauche) et Tungstène (droite) en fonction de la différence de longueur d'onde.	48
2.13	Erreur absolue en température en fonction de l'erreur relative sur le facteur de diffusion.	50
2.14	Moyenne de l'erreur en température $\bar{\varepsilon}(T)$ en fonction de l'écart-type normalisé (ie 100% représente $5K$ pour la température de luminance et $0.01sr^{-1}$ pour la réflectivité bidirectionnelle), à gauche ; Temps moyen de résolution en seconde par itération, à droite.	51
2.15	Moyennes des erreurs en températures $\bar{\varepsilon}(T)$ en fonction de la différence d'émissivité pour chaque combinaison de longueur d'onde et pour le Cuivre Oxydé (à gauche) et le Tungstène (à droite).	52
2.16	Moyennes des erreurs en températures $\bar{\varepsilon}(T)$ en fonction de la différence d'émissivité pour chaque combinaison de longueur d'onde et pour l'Inconel (à gauche) et l'Alumine (à droite).	52
2.17	Moyennes des erreurs en températures $\bar{\varepsilon}(T)$ en fonction de la différence d'émissivité pour chaque combinaison de longueur d'onde et pour l'oxyde d'Erbium (à gauche) et de Dysprosium (à droite).	53
2.18	Synoptique du choix des longueurs d'onde bichromatiques.	55
2.19	Erreur due au non respect de l'hypothèse pour les longueurs d'onde $1.31\mu m$ et $1.55\mu m$	56
2.20	Moyenne de l'erreur en température $\bar{\varepsilon}(T)$ en fonction de l'écart-type normalisé (ie 100% représente $5^\circ C$ pour la température de luminance et $0.01sr^{-1}$ pour la réflectivité bidirectionnelle).	57
3.1	Schéma synoptique de la mesure de température de luminance.	61
3.2	Schéma de l'étude du paramétrage du modèle radiométrique.	62
3.3	Erreur moyenne sur les températures estimées en fonction de l'écart-type relatif de bruit pour un signal détecteur généré avec un filtre gaussien de largeur $800nm$ et pour une température estimée avec un modèle radiométrique dont la longueur d'onde est à l'ordre 1 et 2.	64
3.4	Erreur moyenne sur les températures estimées en fonction de l'écart-type relatif de bruit pour un signal détecteur généré avec un filtre gaussien de largeur $100nm$ et pour une température estimée avec un modèle radiométrique dont la longueur d'onde est à l'ordre 1 et 2.	65
3.5	Ecart des paramétrages aux ordres 1 et 2 sur les erreurs moyennes des températures estimées en fonction de la largeur spectrale du filtre pour un signal détecteur généré avec un filtre gaussien et pour quatres niveaux de bruit de 0 à 3%.	65

3.6	Comparaison de l'erreur absolue sur les températures en fonction de l'écart-type relatif de bruit pour deux filtres (gaussien et uniforme) de largeur $100nm$ et pour un modèle radiométrique dont la longueur d'onde effective étendue est à l'ordre 1.	66
3.7	Schéma synoptique de la mesure de réflectivité bidirectionnelle.	67
3.8	Mesure de champs de réflectivités avec une source d'éclairement matricielle.	69
3.9	Schéma explicatif de la procédure de calcul du rapport $R_{R/E}$	71
3.10	Rapport $R_{R/E}$ pour les sources à émission uniformes (gauche) et pour la <i>SLED</i> en fonction de la ligne de projection des détecteurs calculée à partir du au centre du spot (droite) pour un filtre interférentiel de largeur $50nm$ et centré sur $1.55\mu m$	73
3.11	Rapport $R_{R/E}$ pour la Diode Laser de $20mW$ (gauche) et pour le laser $2W$ en fonction de la ligne de projection des détecteurs calculée à partir du au centre du spot (droite) pour un filtre interférentiel de largeur $50nm$ et centré sur $1.55\mu m$	73
3.12	Schéma du principe de simulation d'évaluation du respect de la loi de Kirchhoff.	76
3.13	Ecart absolu sur les températures de luminance ε_{T_L} en fonction de la température pour un filtre gaussien et uniforme centrés sur $1.55\mu m$ et de largeur $100nm$	77
3.14	Ecart absolu sur les températures de luminance ε_{T_L} en fonction de la température pour trois filtres gaussiens de largeurs spectrales $100nm$, $50nm$ et $10nm$	78
3.15	Erreur sur les températures de luminance	80
3.16	Rapport de signaux induit pour une diode laser $20mW$ de longueur d'onde $1.31\mu m$, et avec un filtre de largeur spectrale $50nm$	80
4.1	Architecture à deux caméras (pyroréfectomètre matriciel) et architecture mono-caméra.	84
4.2	Transmission spectrale des filtres interférentiels	87
4.3	Représentation schématique de la source d'éclairement étendue du thermoréfectomètre	88
4.4	Prototype de thermoréfectomètre	89
4.5	Copie d'écran du logiciel M-thermique en mode "Réflectométrie"	90
4.6	Bruit temporel de la caméra en image (gauche) et histogramme associé (droite)	93
4.7	Réponse de la caméra en fonction du temps d'intégration en conditions d'obscurité.	93
4.8	Réponse moyenne des détecteurs en réponse au flux	94
4.9	Fixed Pattern Noise de la caméra en image (gauche) et histogramme (droite)	95
4.10	Dark Current de la caméra en image (gauche) et histogramme (droite)	96
4.11	PRNU de la caméra en image (gauche) et histogramme (droite).	97
4.12	Image de corps noir non corrigée (gauche), et corrigée (droite).	98
4.13	Schéma de représentation des aberrations chromatiques.	99
4.14	Superposition de deux images acquises avec un filtre interférentiel centré à $1.310\mu m$ et à $1.550\mu m$	99
4.15	Déplacement calculé entre une image de référence sans filtre et une image acquise pour le filtre centré à $1.310\mu m$	100
4.16	Configuration d'étalonnage thermique du thermoréfectomètre.	102
4.17	Images (gauche) et histogramme associé (droite) de la carte du paramètre a_0 pour un filtre centré à $1.550\mu m$ et de largeur $50nm$	103
4.18	Configuration étalonnage réflectométrique.	104
4.19	Image du spot laser (gauche) et profil des niveaux numériques sur la ligne équatoriale à $1.31\mu m$	105
4.20	Carte d'étalonnage réflectométrique K^R pour la longueur d'onde $\lambda_2 = 1.550\mu m$	106

4.21	Superposition l'image décalée acquise à $1.310\mu m$ par application de la carte de déplacement à celle acquise à $1.550\mu m$	106
4.22	Schéma synoptique des mesures thermoréfectométriques et leurs coefficients d'étalonnage à $1.31\mu m$	107
4.23	Histogramme de l'erreur entre la température estimée et la température corps noir ($E_T = T - \hat{T}(u, v) $) à $T = 900^\circ C$ pour le filtre centré à $1.55\mu m$ (gauche), et erreurs moyennées spatialement et sur toutes les températures, $\bar{E}_T$, pour les deux longueurs d'onde (droite).	108
4.24	Image des réflectivités bidirectionnelles (gauche) et histogramme des différences entre les réflectivités bidirectionnelles estimées et réelles (droite) pour $\lambda = 1.550\mu m$	108
5.1	Schéma synoptique de la procédure d'évaluation basée sur trois comparaisons.	113
5.2	Galette chauffante en Inconel permettant le chauffage jusqu'à $850^\circ C$	116
5.3	Températures de luminance à $1.550\mu m$ à $850^\circ C$ et profils sur la ligne verticale médiane.	117
5.4	Photo et schéma en coupe (vue de profil) de la scène de matériaux de type métalliques avec un échantillon d'inconel et une bride en acier inoxydable instrumentés en face avant.	118
5.5	Emissivités directionnelles de l'Inconel (gauche) et de l'Acier Inoxydable (droite).	119
5.6	Mesure de la $BRDF$ dans le plan d'incidence (gauche) et calcul du facteur de diffusion (droite) pour la partie Inconel.	119
5.7	Mesure de la $BRDF$ dans le plan d'incidence (gauche) et calcul du facteur de diffusion (droite) pour la partie acier inoxydable.	120
5.8	Champs de températures de luminance pour la longueur d'onde $\lambda_1 = 1.31\mu m$: image et histogramme.	122
5.9	Champs des réflectivités bidirectionnelles pour la longueur d'onde $\lambda_1 = 1.31\mu m$: image et histogramme.	122
5.10	Champ de températures vraies : image et histogramme	123
5.11	Champ de facteurs de diffusion : image et histogramme	124
5.12	Champs d'émissivités directionnelles pour la longueur d'onde $\lambda_1 = 1.31\mu m$: image et histogramme	125
5.13	Champ de températures bichromatiques : image (gauche) et histogramme (droite).	126
5.14	Carte d'erreurs sur la température vraie en image (gauche) et histogramme (droite).	127
5.15	Photo de l'échantillon de zircone avec les deux parties dopées $ZrO_2 - Er_2O_3$ et $ZrO_2 - Dy_2O_3$	130
5.16	Transmission de la partie $ZrO_2 - Er_2O_3$ (gauche) et $ZrO_2 - Dy_2O_3$ (droite).	130
5.17	Emissivités directionnelle de la partie $ZrO_2 - Er_2O_3$ (gauche) et $ZrO_2 - Dy_2O_3$ (droite).	131
5.18	Mesure de la $BRDF$ dans le plan d'incidence (gauche) et calcul du facteur de diffusion (droite) pour la partie $ZrO_2 - Er_2O_3$	131
5.19	Mesure de la $BRDF$ dans le plan d'incidence (gauche) et calcul facteur de diffusion (droite) pour la partie $ZrO_2 - Dy_2O_3$	132
5.20	Champs de température de luminance à la longueur d'onde $\lambda_1 = 1.31\mu m$: image et histogramme.	134
5.21	Champs des réflectivités bidirectionnelles à la longueur d'onde $1.31\mu m$: image et histogramme	135
5.22	Champ de températures vraies : image et histogramme	135
5.23	Champ de facteurs de diffusion : image et histogramme.	136

5.24	Champs d'émissivités directionnelles à la longueur d'onde $1.310\mu m$: image et histogramme	137
5.25	Champ de température bichromatique : image (gauche) et histogramme (droite)	138
5.26	Erreurs sur la température vraie en image (gauche) et histogramme (droite) .	138
5.27	Photo du simulateur FE200 (<i>Source : http://www.efetgrouping.com/areva_f.html</i>) et schéma vu de dessus en coupe.	141
5.28	Photographie de la scène de mesure du FE200.	142
5.29	Température vraie sur le "calibrateur" en Tungstène.	143
5.30	Température vraie sur le fluxmètre en <i>CuCrZr</i>	144
5.31	Température vraie sur le "calorimètre" en <i>CuCrZr</i>	145
A.1	Schéma explicatif de la procédure de simulation de l'indicatrice de réflexion et du calcul du facteur de diffusion.	154
A.2	Profil de rugosité réel (gauche) et synthétique (droite) pour l'oxyde d'Erbium.	154
A.3	Calcul de la <i>BRDF</i> par la méthode GOA.	155
B.1	Echantillon d'Oxyde d'Erbium fritté.	157
B.2	Surface redressée de l'échantillon d'Erbium	158
B.3	Aspect de la surface de l'échantillon de l'oxyde d'Erbium, partie "centre" . . .	159
B.4	Aspect de la surface de l'échantillon de l'oxyde d'Erbium, partie "bords" . . .	159
F.1	Représentation des gradients thermiques sur la plaque chauffante en Inconel. .	170
F.2	Emissivité directionnelle des zones Erbium et Dysprosium	172
G.1	Cartographie 3D de la surface de l'échantillon de Zircane	175
G.2	Rugosité de la surface de l'échantillon de Zircane	176

Liste des tableaux

1	Notation utilisées dans ce manuscrit - Alphabet latin	xx
2	Notation utilisées dans ce manuscrit - Alphabet grec	xxi
3	Autres notations	xxi
4	Sigles utilisés dans ce manuscrit	xxii
2.1	Variation spectrale du facteur de diffusion, exprimée selon la relation $\left \frac{\eta(\lambda) - \bar{\eta}}{\bar{\eta}} \right $, pour les matériaux de la base de donnée.	45
2.2	Variation spectrale du facteur de diffusion pour les longueurs d'onde $1.31\mu m$ et $1.55\mu m$	55
3.1	Caractéristiques des sources d'éclairement sélectionnées.	70
4.1	Principaux détecteurs matriciels proche infrarouge.	86
4.2	Valeurs des paramètres des équations de <i>FPN</i> et de <i>DC</i> rappelés dans les équations (4.4) et (4.5).	95
4.3	Valeurs des paramètres des équations de <i>PRNU</i> rappelés dans les équations (4.7).	96
4.4	Déplacements minimaux et maximaux entre l'image de référence et les images acquises avec les filtres 1.310 et $1.550\mu m$	100
4.5	Moyenne spatiale et écart type des paramètres de l'étalonnage thermique pour des filtres centrés sur les longueurs d'onde $\lambda_1 = 1.310$ et $\lambda_2 = 1.550\mu m$ et de largeur spectrale $\Delta\lambda = 50nm$	102
5.1	Valeurs des températures ponctuelles, dites de référence, pour les échantillons d'inconel et d'acier inoxydable.	121
5.2	Résultats des moyennes spatiales et écart-types des grandeurs obtenues par thermoréfectométrie sur les échantillons d'Inconel et d'acier Inoxydable. . . .	126
5.3	Températures de référence du pyrroreflectomètre pour l'échantillon $ZrO_2 -$ Er_2O_3 et $ZrO_2 - Dy_2O_3$	133
5.4	Résultats des moyennes spatiales et écart-types des grandeurs obtenues par thermoréfectométrie sur les deux parties de l'échantillon.	137
A.1	Résultats du calcul des facteurs de diffusion.	156
B.1	Résultats de rugosité pour l'échantillon d'oxyde d'Erbium	160
G.1	Résultats de rugosité pour le double échantillon de Zircone	176

Notations

Conventions adoptées dans ce manuscrit :

Les erreurs présentées sont calculées à 1σ , soit à un écart-type, pour l'ensemble du manuscrit.

A	Premier coefficient d'étalonnage thermique. $[NN.s^{-1}]$
$a_0(u, v)$	Second coefficient d'étalonnage thermique. $[m^{-1}]$
$a_1(u, v)$	Troisième coefficient d'étalonnage thermique. $[K.m^{-1}]$
c	Vitesse de la lumière dans le vide $c = 3.10^8$. $[m.s^{-1}]$
C_1	Constante de rayonnement $C_1 = 1.19.10^{-16}$. $[W.m^2]$
C_2	Constante de rayonnement $C_2 = 1.44.10^{-2}$. $[m.K]$
dS	Surface élémentaire. $[m^2]$
dR	Surface élémentaire éclairée. $[m^2]$
E	Eclairement spectral. $[W.m^{-2}]$
e	Epaisseur de l'échantillon. $[m]$
EO	Epaisseur optique. $[]$
$f_{\vec{x}, \vec{i}, \vec{y}}$	Indicatrice de réflexion. $[]$
$f(T)$	Fonction coût.
I_{dc}	Signal fourni par le détecteur. $[NN]$
I_{dc0}	Signal fourni par le détecteur sur le Spectralon. $[NN]$
k	Coefficient d'extinction. $[m^{-1}]$
k_a	Coefficient d'extinction relié à l'absorption. $[m^{-1}]$
k_d	Coefficient d'extinction relié à la diffusion. $[m^{-1}]$
K	Sensibilité de la caméra. $[NN.W^{-1}]$
K^R	Coefficient d'étalonnage réflectométrique. $[sr^{-1}.NN^{-1}]$
L	Luminance. $[W.m^{-2}.\mu m^{-1}.sr^{-1}]$
L_0	Luminance corps noir. $[W.m^{-2}.\mu m^{-1}.sr^{-1}]$
n	Indice de réfraction du milieu. $[]$
p	Profondeur de pénétration. $[m]$
P	Puissance optique de la source. $[W]$
P_x	Distribution spatiale de la puissance. $[W]$
P_λ	Distribution spectrale de la puissance. $[W]$
$R_{R/E}$	Rapport des signaux réfléchis sur émis. $[]$
Rq	Moyenne quadratique de la rugosité. $[m]$
R_{sm}	Ecartement moyen des sillons de rugosité. $[m]$
S	Surface d'émission. $[m^2]$
T	Température vraie. $[^\circ C]$
T_L	Température de luminance. $[^\circ C]$
T_0	Température initiale de résolution. $[^\circ C]$
T_x	Température pour laquelle a lieu l'inflexion de $f(T)$. $[^\circ C]$
u, v	Coordonnées des lignes et colonnes des pixels
x	Trajet optique. $[m]$

TAB. 1: Notation utilisées dans ce manuscrit - Alphabet latin

$\alpha^{\vec{r}}$	Coefficient d'absorption directionnel. $[]$
α	Divergence du rayonnement. $[^\circ]$

$\Delta\lambda$	Largeur spectrale. $[m]$
$\eta_{\vec{i},\vec{r}}$	Facteur de diffusion. $[sr]$
$\eta_0^{\vec{i},\vec{r}}$	Valeur maximale du facteur de diffusion. $[sr]$
$\varepsilon^{\vec{r}}$	Emissivité directionnelle. $[]$
$\varepsilon_e^{\vec{r}}$	Rapport des émissivités $\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}$. $[]$
$\varepsilon_e^{\vec{r}}$	Emissivité bichromatique $\left \frac{\varepsilon_2 \varepsilon_1}{\varepsilon_2 - \varepsilon_1} \right $. $[]$
κ	Indice d'absorption. $[]$
λ	Longueur d'onde. $[m]$
λ_m	Longueur d'onde d'émission maximale. $[m]$
λ_r	Longueur d'onde bichromatique $\frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}$. $[m]$
λ_c	Longueur d'onde centrale du filtre. $[m]$
λ_x	Longueur d'onde effective étendue. $[m]$
Ω	Angle solide. $[sr]$
ϕ	Flux optique. $[W]$
$\rho^{\vec{r},\cap}$	Réflexivité directionnelle hémisphérique. $[]$
$\rho^{\vec{i},\vec{r}}$	Réflexivité bidirectionnelle. $[sr^{-1}]$
$\rho_0^{\vec{i},\vec{r}}$	Réflexivité bidirectionnelle du Spectralon. $[sr^{-1}]$
σ	Constante de Stefan. $\sigma = 5.67.10^{-8} \quad [W.m^2.K^{-4}]$
θ	Angle entre le détecteur et la normale à la surface. $[^\circ]$
$\tau^{\vec{r}}$	Coefficient de transmission directionnel. $[]$
ζ	Réponse spectrale de la chaîne de détection. $[]$

TAB. 2: Notation utilisées dans ce manuscrit - Alphabet grec

$x^{\vec{r}}$	Grandeur x détectée dans la direction $\vec{r}$.
$x^\cap$	Grandeur x hémisphérique.
$x^{\vec{i},\vec{r}}$	Grandeur x bidirectionnelle (provenant de la direction $\vec{i}$ et détectée dans la direction $\vec{r}$).
$x^{\vec{i},\cap}$	Grandeur directionnelle hémisphérique.
$x^\cap,\vec{r}$	Grandeur hémisphérique directionnelle.
$x^\cap,\cap$	Grandeur hémisphérique hémisphérique.
$\check{x}$	Notation complexe de la grandeur x.
$\hat{x}$	Grandeur estimée.
$\tilde{x}$	Grandeur bruitée.
$\bar{\sigma}(x)$	Ecart-type temporel de la grandeur x.
$\bar{x}$	Moyenne temporelle de la grandeur x.
$\check{\sigma}(x)$	Ecart-type spatial de la grandeur x.
$\check{x}$	Moyenne spatiale de la grandeur x.
$E(x)$	Erreur expérimentale de la grandeur x par rapport à une référence.
$\varepsilon(x)$	Erreur en simulation de la grandeur x par rapport à une référence.
$\bar{\varepsilon}(x)$	Erreur en simulation de la grandeur x bruitée moyennée sur le nombre de tirages.
$\bar{\bar{\varepsilon}}(x)$	Erreur en simulation de la grandeur x moyennée sur le nombre de tirages et le nombre de grandeurs (x).

TAB. 3: Autres notations

BRDF	Bidirectional Reflectivity Distribution Function. $[sr^{-1}]$ (FDRB)
------	--

BT	Bruit temporel. [NN]
DC	Dark Current.
LED	Light Emitting Diode (DEL).
FPN	Fixed Pattern Noise.
LTN	Laser Temporal Noise. [NN]
LWIR	Infrarouge lointain.
MWIR	Infrarouge moyen (MIR).
NN	Niveaux numériques.
NUC	Non Uniformity Correction.
PRNU	PhotoResponse Non Uniformité.
SWIR	Proche infrarouge (PIR).
USB	Universal Serial Bus.

TAB. 4: Sigles utilisés dans ce manuscrit

Introduction

Contexte

Nos laboratoires, l'Institut Clément Ader (ICA) et PROcédés, Matériaux et Énergie Solaire (PROMES), sont impliqués dans de nombreux travaux de recherche pour caractériser, qualifier et améliorer les matériaux dans le domaine des hautes températures et dans des secteurs aussi variés que l'aéronautique, le spatial, le nucléaire et le solaire. Ces activités demandent, entre autres, le développement de moyens de mesure et de contrôle thermiques performants.

Performants en termes de résolution temporelle : ces moyens doivent être capables de réaliser des mesures **en ligne**, pour des conditions **in-situ** et à des cadences élevées dites **temps réel** (typiquement de l'ordre de la milliseconde).

Performants en termes de résolution spatiale : le but est de contrôler des pièces de grande dimension tout en détectant des défauts de faible taille. L'objectif final est de réaliser des **cartographies** d'objets bidimensionnels ou tridimensionnels.

Performants en termes de résolution thermique : la mesure de température doit être effective sur de larges plages de température pour rendre compte de forts gradients ou de variations brutales de propriétés radiatives de surface.

Pour illustrer ces propos, évoquons le cadre de ma thèse : le projet Real Time True Temperature measurement (R3T) dont le programme inclut une collaboration avec Areva pour l'étude du suivi de l'endommagement par cyclage thermique des composants face au plasma des réacteurs nucléaires. L'objectif final est le diagnostic thermique des réacteurs expérimentaux type tokamak, présenté sur la figure 1.

Le réacteur a la forme d'un tore ouvert de rayon intérieur d'environ 1m. La surface à inspec-

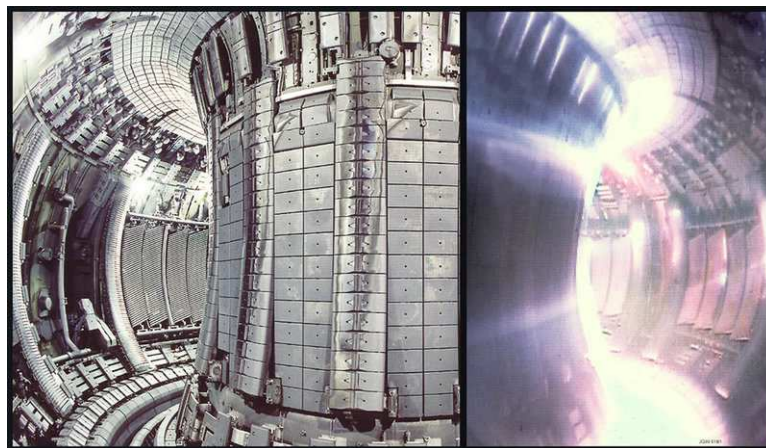


FIG. 1 – Le tokamak européen JET à gauche à l'arrêt et à droite en fonctionnement avec du plasma chaud. (Sources : <http://www.bnes.com/ygn/events/reactor/reactor07/reactor07.html>)

ter, est concave et de grande dimension. En phase de génération d'énergie, un plasma circule dans ce tore et porte les zones de guidage du plasma appelées 'divertors', à des niveaux de température avoisinant 1000°C. Des points chauds, situés dans les zones de concentration du plasma, ont été identifiés comme des sources d'incidents de type disruption, arrêt du plasma, ou à moindre échelle, dégradation du matériau. L'enceinte du réacteur étant difficile d'accès, ce type d'installation demande des techniques de mesure non destructives (NDT) **sans contact** et **non intrusives** (cf. article [RAB⁺09]). Ces mesures doivent être **des mesures de champs** pour couvrir l'ensemble de la surface. Ce diagnostic thermique surfacique doit être également **temps réel** pour identifier et localiser les points chauds. Ce diagnostic étant le garant de la bonne santé des composants constituant le réacteur, les mesures radiatives

doivent être au plus proche des températures vraies et donc intégrer en cours de mesure les éventuelles évolutions des propriétés radiatives de surface des matériaux visés pour ce procédé qui sont notamment des matériaux métalliques de type tungstène ou acier inoxydable.

Dans le même ordre d'idée, nous pouvons citer les besoins de diagnostic thermique sur les moteurs d'avions [LAP08] sur des surfaces revêtues de barrières thermiques composées de Zircane différemment dopée d'oxyde de terres rares. Ces besoins se ressentent également dans le domaine spatial, où des matériaux à base de cuivre équipant des moteurs cryogéniques ([BPHO⁺02]) sont testés à haut flux solaire pour simuler les conditions extrêmes spatiales, avec des températures dépassant 2000°C .

La description non exhaustive de ce contexte, illustré par trois exemples, nous montre l'intérêt de développer des diagnostics thermiques basés sur des mesures de champs, en ligne et in-situ. Aujourd'hui, les mesures de champs sont fournies par des stations de thermographie équipées de caméras thermiques. Néanmoins, du fait des propriétés d'émissivité, ces stations ne donnent que rarement accès aux champs de températures vraies en ligne. Ce domaine scientifique reste donc largement ouvert.

Problématique

Le problème abordé dans cette thèse est la mesure de champs de températures vraies capable d'appréhender en ligne les évolutions des propriétés radiatives de matériaux opaques. La difficulté de la connaissance de l'émissivité dans les conditions in-situ et en temps réel constitue le verrou des mesures radiatives pour accéder à la température vraie. En effet, le flux reçu par un détecteur de rayonnement est relatif à la température de l'objet et à son émissivité. A titre d'illustration, la figure 2, partie droite, représente un thermogramme fourni par une caméra infrarouge d'une plaque de Cuivre chauffée uniformément en face arrière (cf. figure 2, partie gauche). Sa face avant est peinte avec quatre peintures d'émissivités différentes. Nous remarquons que le thermogramme présente quatre zones de températures différentes, alors que la surface est isotherme. Lorsque l'émissivité est ignorée, de fortes erreurs sur la température peuvent apparaître (30°C dans le cas présenté).

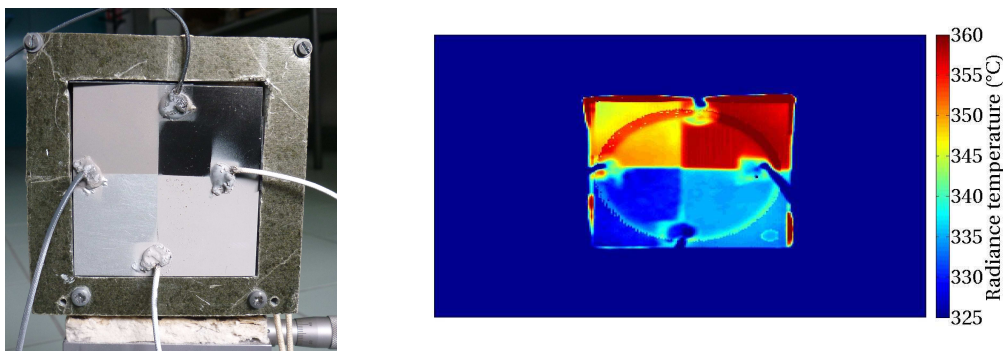


FIG. 2 – Influence de l'émissivité sur la mesure radiative de température.

Les approches classiques supposent que la valeur de l'émissivité du matériau visé peut provenir soit de données de la littérature, soit d'essais hors ligne, soit de la formulation d'une hypothèse ou d'un modèle sur son comportement spectral. La thermographie bichromatique suppose par exemple que le rapport des émissivités à deux longueurs d'onde ne varie pas et qu'il est connu. Ces approches présentent des avantages sur des scènes "statiques" avec de faibles gradients de température et où les propriétés radiatives évoluent peu. Mais l'émissivité dépend

de nombreux paramètres : la température, la longueur d'onde, la direction d'observation, l'état de surface. Les conditions de mesure, dites en "statique" sont donc rarement réunies. Elles le sont d'autant moins lors d'un cyclage thermique de matériaux induisant un changement d'état de surface (oxydations, transformations, etc...) ou bien lors de la surveillance thermique de procédés de mise en forme ou de transformation de matériaux (laminage, estampage, matriçage, formage, etc.). Ces techniques sont mêmes mises en défaut pour des mesures sur des matériaux sélectifs (ou l'émissivité varie fortement avec la longueur d'onde).

Objectif

L'objectif de cette thèse est de proposer une méthode et une technique matricielle de mesure de champs de températures vraies capable de prendre en compte les variations d'émissivité en ligne sur des procédés dynamiques mettant en jeu des matériaux opaques. Le point de départ de ces travaux est la méthode ponctuelle utilisant des photodiodes introduite sous le vocable de pyroréfectométrie [Her12], qui prend en compte les évolutions de l'émissivité par une mesure indirecte de réflectométrie. Dans le cadre de nos travaux, la technique pressentie doit être matricielle et le composant central est une caméra infrarouge. La caméra sera couplée à un système d'éclairage surfacique. La méthode associée permettra la mesure surfacique indirecte en ligne des champs d'émissivités et de températures vraies, in situ et en temps réel, selon le cahier de charges suivant :

Mesure sans contact de champs de températures vraies de 300 à 1000°C avec une précision minimale de 10°C sur la température maximale, d'une part sur tout type de matériaux, dont les métalliques et les céramiques, opaques, de dimensions centimétriques, et d'autre part sur des procédés dynamiques avec de forts gradients thermiques.

La technique développée sera désignée dans la suite du document par le terme thermoréfectométrie. La première partie du nom est issue du terme thermographie pour désigner une technique de cartographie spatiale et temporelle des températures (thermogrammes). La seconde partie du nom (réflectométrie) décrit le caractère actif de la méthode qui repose sur une source d'éclairage.

Approche

Les considérations matricielles d'une mesure de champs sont omniprésentes dans ce manuscrit, et conditionnent les choix scientifiques et technologiques. L'approche générale adoptée pour mes travaux consiste donc en l'étude de la thermoréfectométrie point par point, depuis le développement théorique de la méthode jusqu'aux tests en conditions réelles de la technique matérialisée par un prototype, avec la contrainte d'une mesure matricielle.

La première partie de mes travaux s'est axée sur une étude détaillée des fondements théoriques de la méthode pour en définir les principes, les hypothèses et les caractéristiques spectrales.

La deuxième partie du travail s'est focalisée sur une analyse de sensibilité par rapport au respect des hypothèses bien sûr mais également par rapport au domaine spectral de fonctionnement de la méthode. Une analyse du comportement de la méthode a été également menée pour déterminer ses limites en termes de précision en fonction des incertitudes des mesures mises en jeu et pour définir son domaine de validité. Compte tenu de la multiplicité des tests à réaliser, une approche, dite par simulation, a été proposée. A partir de mesures

de propriétés radiatives avec un spectromètre à transformée de Fourier et des mesures d'état de surface par microscopie confocale, une base de donnée de matériaux, représentative des grandes familles de matériaux opaques (émissifs à peu émissifs, Lambertiens à spéculaires, gris à sélectifs) a été constituée. Sept matériaux ont été caractérisés pour leurs propriétés radiatives très différentes comme le montre la figure 3 : (a) trois matériaux métalliques : Inconel (quasi gris et très émissif) ; alliage métallique massif *CuCrZr* (métal oxydé, absorbant et diffusant) et tungstène (non gris, spéculaire et peu émissif) et (b) deux oxydes de terres rares Erbium et Dysprosium (sélectif et diffusant) et un échantillon d'Alumine.

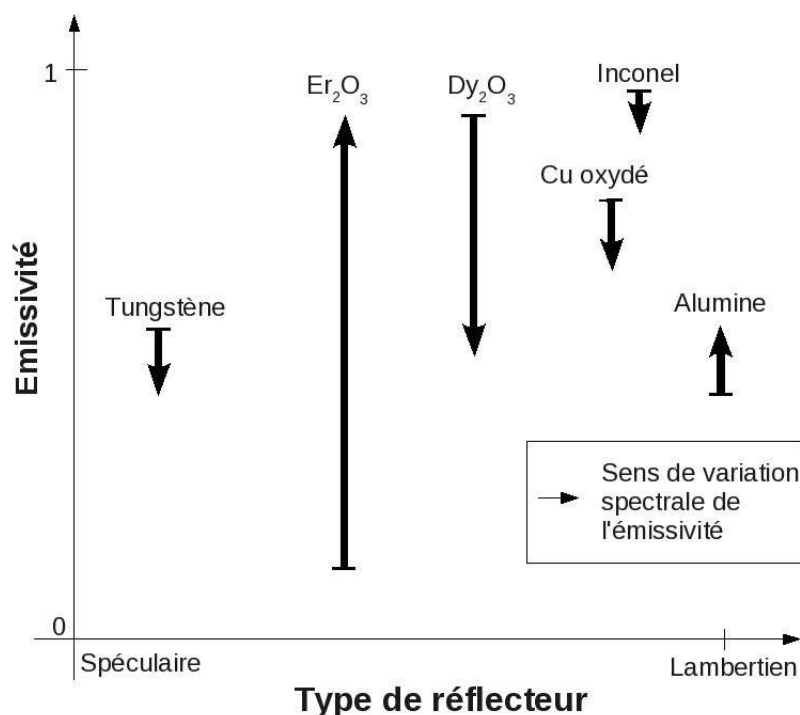


FIG. 3 – Représentation des matériaux opaques de la base de données par rapport aux propriétés radiatives représentées en fonction du matériau et de la longueur d'onde dans le proche infrarouge

Fort de ces résultats, **la troisième partie** de mes travaux a été consacrée à la conception et au dimensionnement des mesures de champs, radiométriques et réflectométriques, d'un point de vue étalonnage, choix des technologies, caractérisation et mesure proprement dite, afin de minimiser l'erreur sur la température calculée.

Le thermoréfectomètre prototype développé et opérationnel a été mis à l'épreuve dans **la troisième partie**, sur des scènes de mesures difficiles (hétérogènes en émissivité et avec des gradients thermiques), et aussi bien en conditions de laboratoire que en conditions quasi industrielles sur le simulateur de hauts flux thermiques FE200 de la société Areva. Ce simulateur permet de cycler thermiquement les composants "face au plasma" des réacteurs. La conclusion de cette partie est une évaluation basée sur trois types de comparaisons : comparaison avec des mesures de référence ; comparaison avec une technique de mesure de champs et comparaison des propriétés radiatives. Ces comparaisons sont réalisées sur trois types de scènes. Tout d'abord, une scène de matériaux de type métalliques, très émissifs et avec un gradient de température a été étudiée pour démontrer les potentialités du thermoréfectomètre en situation de faible flux réfléchi et sur une large gamme de mesure. Ensuite, une scène constituée de surfaces diffusantes et non grises, hétérogènes en émissivité et en température, a été analysée

pour démontrer l'apport de cette technique dans une situation extrêmement délicate pour des techniques de mesures radiatives, ponctuelles ou matricielles. Enfin, une scène dynamique avec de forts gradients thermiques a été envisagée. Cette scène est le moyen FE200 développé pour le cyclage thermique des composants "face au plasma" des réacteurs de fusion.

Plan du manuscrit

Le plan du manuscrit s'organise comme suit :

Le chapitre 1, intitulé "Mesure de température sans contact : rappels et état de l'art", rappelle les grandeurs de base et lois fondamentales du rayonnement thermique. En rapport avec la mesure de champ, l'accent est mis sur les variations spectrales et surfaciques des grandeurs radiatives pour différents type de matériaux. Ensuite, un état de l'art des méthodes de mesure sans contact de température et d'émissivité est dressé avec une préférence pour les mesures de champs, quand elles existent.

Le chapitre 2, intitulé "Présentation de la méthode de Thermoréfectométrie" détaille et analyse la thermoréfectométrie bichromatique. Les paramètres qui affectent le plus l'exactitude de la mesure sont particulièrement étudiés. De même, l'influence du non respect de l'hypothèse de base, l'influence du choix des longueurs d'onde et la robustesse de la méthode sont analysées à partir de la base de données matériaux.

Le chapitre 3, intitulé "Conception et dimensionnement du thermoréfectomètre", présente l'optimisation des choix technologiques du thermoréfectomètre bichromatique pour les mesures de champs thermiques et réflectométriques.

Le chapitre 4, intitulé "Développement du Thermoréfectomètre prototype" décrit le prototype de thermoréfectomètre. Il explique les choix matériels opérés et détaille sa caractérisation et son étalonnage thermique et réflectométrique. Il se conclut par la présentation des performances expérimentales des mesures de champs de température de luminance et de réflectivités bidirectionnelles.

Le chapitre 5, intitulé "Performances de la méthode de thermoréfectométrie : mesure de champs de température" expose les performances du thermoréfectomètre en conditions expérimentales de laboratoire et en situation pré-industrielle. Ainsi l'évaluation de l'exactitude et de la précision de la méthode matricielle est réalisée par trois comparaisons différentes et sur trois types de scènes décrites précédemment. Pour l'ensemble de ces essais, les performances du thermoréfectomètre développé et des méthodes associées sont en accord avec les prédictions théoriques. En conclusion le thermoréfectomètre bichromatique permet d'une part, la mesure de champs de températures sur tout type de matériaux opaques, sans connaissance préalable de son émissivité, et d'autre part, le suivi en temps réel de l'état de surface des échantillons (oxydations, changement de phase), par le biais de la mesure en ligne de la réflectivité.

1

Mesure de température sans contact : rappels et état de l'art

Sommaire

1.1	Rappels des grandeurs de base et des lois du rayonnement	8
1.1.1	Le flux élémentaire	8
1.1.2	La luminance spectrale directionnelle	8
1.1.3	L'éclairement	9
1.1.4	Loi de Planck	9
1.1.5	Loi de Stefan-Boltzmann	10
1.1.6	Loi du déplacement de Wien	10
1.1.7	Loi de Wien	10
1.2	Définitions des propriétés radiatives des matériaux et lois de Kirchhoff	11
1.2.1	Interaction rayonnement matière	11
1.2.2	Première loi de Kirchhoff	13
1.2.3	Seconde loi de Kirchhoff	13
1.2.4	Application des lois de Kirchhoff à un matériau opaque	14
1.2.5	Définitions des grandeurs intervenant en réflectométrie	15
1.2.6	Relation entre l'émissivité et la réflectivité bidirectionnelle	16
1.3	Grandeurs d'influence des propriétés radiatives des matériaux . . .	17
1.3.1	Calcul théorique	17
1.3.2	Influence de la longueur d'onde	18
1.3.3	Influence de la température	21
1.3.4	Influence de l'état de surface	22
1.3.5	Influence de la direction	23
1.3.6	Conclusion partielle	24
1.4	État de l'art de la mesure de température sans contact	27
1.4.1	Rappel de la problématique de la mesure de température sans contact	27
1.4.2	Approximation ou modélisation du comportement de l'émissivité	28
1.4.3	Méthodes directes passives	29
1.4.4	Méthodes directes actives	31
1.4.5	Méthodes indirectes	32
1.5	Approche proposée	34

Ce premier chapitre a pour objectif de mettre en lumière la problématique de la mesure de champs de température sans contact. Tout d'abord, les grandeurs et les lois principales du rayonnement nécessaires à la compréhension du manuscrit sont rappelées. Dans le second sous-chapitre, les liens entre les paramètres thermo-radiatifs sont décrits par les lois de Kirchhoff, et particulièrement pour les corps opaques, famille de matériaux visée par notre étude. Le troisième sous chapitre présente une analyse détaillée des grandeurs d'influence des propriétés radiatives et conclut que ces grandeurs sont des fonctions complexes de nombreux paramètres (température, longueur d'onde, rugosité...). A partir de ces tendances, les variations surfaciques sont prédites, et permettent d'anticiper les mesures matricielles à base de caméras. Le sous chapitre suivant établit un état de l'art des méthodes sans contact de mesure de température et fait écho à chaque grandeur introduite précédemment. Pour conclure, l'approche de mesure est proposée.

1.1 Rappels des grandeurs de base et des lois du rayonnement

La mesure de température sans contact se base sur la mesure du flux thermique rayonné par l'objet d'étude porté à une température T (voir figure 1.1). Plusieurs grandeurs permettent de quantifier ce flux radiatif.

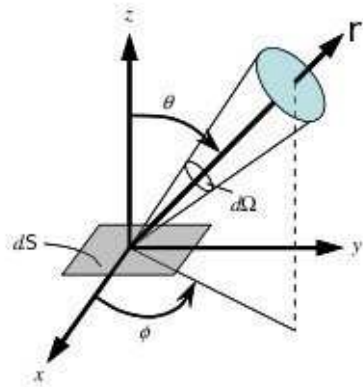


FIG. 1.1 – Géométrie de l'émission d'un rayonnement électromagnétique.

1.1.1 Le flux élémentaire

Le flux énergétique spectral $\phi^{\vec{r}}$ correspond à la quantité d'énergie rayonnée par unité de temps dans la direction $\vec{r}$, ou encore à un débit de photons. Il est défini pour une surface et un angle solide élémentaire. Son unité est le Watt (ou le Joule par seconde).

1.1.2 La luminance spectrale directionnelle

La luminance traduit le pouvoir émissif des corps. Elle quantifie le flux énergétique spectral $\phi^{\vec{r}}$ émis en un point, dans la direction d'émission $\vec{r}$, à travers une surface apparente $dS \cos(\theta)$ de la source et sous un angle solide $d\Omega$. Elle est définie dans l'équation (1.1) comme une densité surfacique directionnelle.

$$L^{\vec{r}}(\lambda, T) = \frac{d^2 \phi^{\vec{r}}(\lambda, T)}{dS \cdot \cos\theta \cdot d\Omega} \quad [W.sr^{-1}.m^{-2}.\mu m^{-1}] \quad (1.1)$$

1.1. Rappels des grandeurs de base et des lois du rayonnement

Dans le cas d'une émission isotrope, on a : $L^{\vec{r}}(\lambda, T) = L(\lambda, T)$. La source est alors qualifiée de Lambertienne. Dans le cas d'une source uniforme, la valeur de la luminance est la même en tout point de la surface.

1.1.3 L'éclairement

L'éclairement E est une densité surfacique de puissance qui caractérise l'effet produit d'une source émettant depuis la direction $\vec{r}$ sur une surface réceptrice dR .

$$E^{\vec{r}}(\lambda, T) = \int_{\Omega=2\pi} L^{\vec{r}}(\lambda, T) \cos\theta d\Omega \quad [W.m^{-2}.\mu m^{-1}] \quad (1.2)$$

Il peut également s'écrire comme le quotient du flux ϕ capté en un point d'une surface réceptrice, par l'aire de l'élément de surface dR contenant ce point.

$$E^{\vec{r}}(\lambda, T) = \frac{d\phi^{\vec{r}}(\lambda, T)}{dR} \quad [W.m^{-2}.\mu m^{-1}] \quad (1.3)$$

1.1.4 Loi de Planck

La relation fondamentale entre la température à laquelle est portée un corps noir et son rayonnement émis est donnée par la loi de Planck qui est la suivante :

$$L_0(\lambda, T) = \frac{C_1 \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right) - 1} \quad [W.m^{-2}.sr^{-1}.\mu m^{-1}] \quad (1.4)$$

avec $C_1 = 1.19088.10^8 \text{ W}.\mu m^4.m^{-2}$ et $C_2 = 1.4388.10^4 \text{ } \mu m.K$

Pour un corps noir, la distribution de la luminance en fonction de la longueur d'onde et de la température est présentée sur la figure 1.2 dans la gamme thermique utile à cette étude $[300; 1000]^\circ C$. Plus la température est élevée, plus les niveaux de luminance sont forts. Les maxima se déplacent vers les courtes longueurs d'onde avec l'augmentation de la température. Une caractéristique importante du rayonnement corps noir est que son émission est isotrope. Dans le domaine proche infrarouge, la loi de Planck varie fortement pour la gamme de tempé-

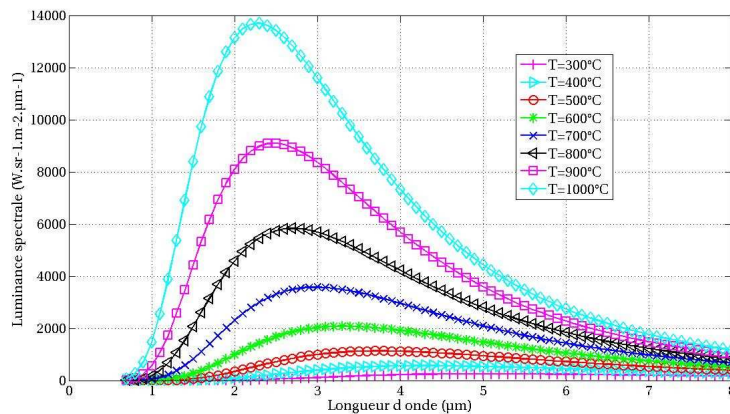


FIG. 1.2 – Loi de Planck : luminance du corps noir en fonction de la longueur d'onde pour différentes températures.

rature $300 - 1000^\circ C$, comme le montre la figure 1.3, qui affiche la dérivée de la loi de Planck en fonction de la température, pour trois longueurs d'onde représentant les trois domaines spectraux usuels : le proche infrarouge "PIR" ou "SWIR" de 0.8 à $3\mu m$, l'infrarouge moyen

“*MWIR*” de 3 à $5\mu m$ et l’infrarouge lointain “*LWIR*” de 8 à $12\mu m$. Le domaine *LWIR* ou infrarouge ‘thermique’ ($8 - 12\mu m$) implique une sensibilité quasiment nulle pour cette gamme de températures, et l’infrarouge proche affiche les sensibilités les plus élevées.

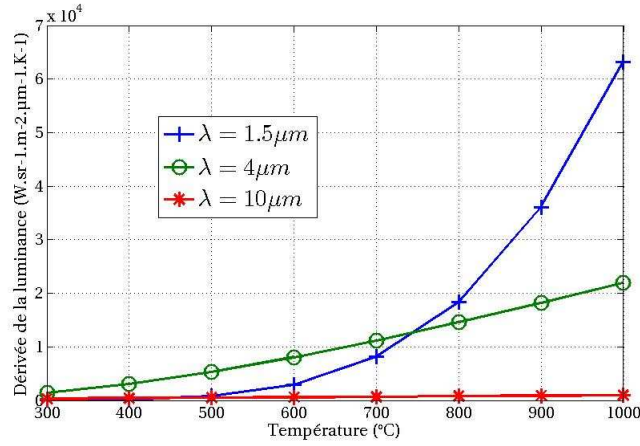


FIG. 1.3 – Variation de la dérivée de la loi de Planck en fonction de la température pour trois domaines spectraux.

En conclusion, le domaine spectral proche infrarouge présente la sensibilité la plus élevée dans la gamme thermique $[300 - 1000]^{\circ}C$.

1.1.5 Loi de Stefan-Boltzmann

L’intégration de la loi de Planck sur la totalité du spectre d’émission se ramène à la loi de Stefan, donnée dans l’équation (1.5).

$$L_0(T) = \frac{\sigma \cdot T^4}{\pi} \quad (1.5)$$

avec $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ [W.m}^{-2}.K^{-4}]$

Cette loi permet de calculer l’énergie totale rayonnée sur le spectre.

1.1.6 Loi du déplacement de Wien

La loi de déplacement de Wien ci-dessous donne la variation des maxima de la loi de Planck en fonction de la température.

$$T \cdot \lambda_m = 2898 \text{ [K.}\mu m] \quad (1.6)$$

Pour une température donnée T , la longueur d’onde d’émission maximale λ_m est donc connue. 96% des luminances sont comprises entre $0.5\lambda_m$ et $5\lambda_m$. Il est donc possible de déterminer dans quelle gamme spectrale est émis le flux rayonné par un corps noir porté à une température T .

1.1.7 Loi de Wien

Dans certains cas où $(\exp(\frac{C_2}{\lambda T}) \gg 1)$, la loi de Planck peut être approximée par la loi de Wien :

$$L_0(\lambda, T) \approx C_1 \lambda^{-5} \exp\left(\frac{-C_2}{\lambda T}\right) \text{ [W.m}^{-2}.sr^{-1}.\mu m^{-1}] \quad (1.7)$$

Cette relation est valable à 1% près si la condition $\lambda T < 3000\mu mK$ est respectée (et à 5% près si $\lambda T < 4500\mu mK$). Dans la gamme de température $[300; 1000]^\circ C$, la longueur d'onde doit être inférieure à $2.4\mu m$ pour utiliser la loi de Wien à 1% près. L'application de la loi de Wien simplifie considérablement les équations radiométriques, elle est très utilisée dans ce manuscrit.

1.2 Définitions des propriétés radiatives des matériaux et lois de Kirchhoff

Les lois de Kirchhoff sont rappelées dans ce sous chapitre. Elles établissent les relations entre les facteurs thermo-radiatifs des matériaux, à l'équilibre thermodynamique.

1.2.1 Interaction rayonnement matière

Lorsqu'un rayonnement électromagnétique impacte un solide en un point, trois phénomènes physiques coexistent : la réflexion, l'absorption et la transmission, comme l'illustre la figure 1.4.

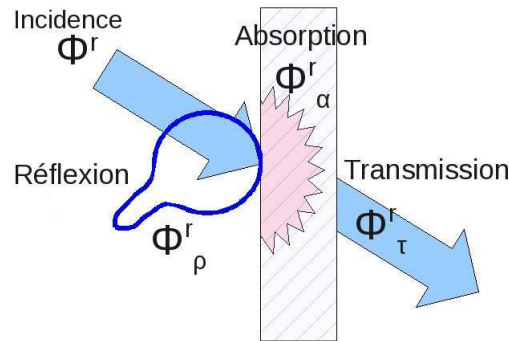


FIG. 1.4 – Interaction rayonnement matière et conservation de l'énergie.

1.2.1.1 Définition de la réflexion

Une partie du rayonnement incident ne pénètre pas dans le matériau et est réfléchi par la surface. Le rapport de ce flux réfléchi dans l'hémisphère sur le flux incident est appelé réflectivité directionnelle hémisphérique, en référence à son incidence directionnelle et sa réflexion hémisphérique.

$$\rho^{\vec{r},\cap}(\lambda, T) = \frac{d^2\phi_{\vec{r}}(\lambda, T)}{d^2\phi^{\vec{r}}(\lambda, T)} \quad (1.8)$$

Cette réflectivité a une distribution spatiale différente en fonction du matériau, et notamment de son état de surface. Si la rugosité est très faible devant la longueur d'onde du rayonnement incident, le matériau est dit 'spéculaire' ou 'optiquement lisse', et la réflexion n'est effective que si la direction de réflexion est égale à la direction d'incidence. Dans le cas contraire, le flux réfléchi est largement distribué dans tout l'hémisphère surplombant la surface.

La mesure de la réflectivité directionnelle hémisphérique est réalisée par l'utilisation de sphères intégrantes, qui dirige le flux hémisphérique dans la direction du détecteur (cf. schéma 1.5). Le flux incident impacte tout d'abord l'échantillon, est réfléchi dans toutes les directions par l'échantillon puis est multi-réfléchi sur les parois Lambertiennes de la sphère. Le détecteur

reçoit donc le flux hémisphérique, et mesure bien la réflectivité directionnelle hémisphérique.

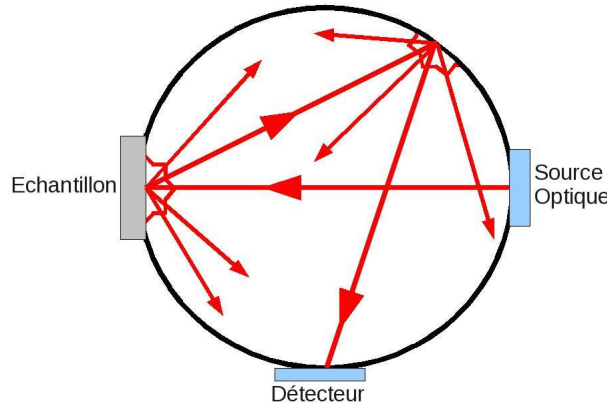


FIG. 1.5 – Schéma de principe de la mesure de la réflectivité directionnelle hémisphérique.

Les relations de Fresnel permettent de calculer la réflectivité directionnelle hémisphérique théorique à partir de l'indice optique complexe du matériau. Pour un dioptre air/matériau et avec un angle d'incidence normal ($\vec{r} = \vec{0}$), il est donné par l'équation (1.9).

$$\rho_{\vec{0},\cap}(\lambda) = \frac{(n-1)^2 + \kappa^2}{(n+1)^2 + \kappa^2} \quad (1.9)$$

Avec $\check{n} = n - i\kappa$: Indice de réfraction complexe
 n : Indice de réfraction
 κ : Indice d'absorption

Notons que la valeur de l'indice de réfraction est difficile à déterminer pour un matériau quelconque (rugueux, opaque, diffusant, anisotrope, non pur). La valeur de la réflectivité directionnelle hémisphérique n'est donc pas disponible a priori.

1.2.1.2 Définition de l'absorption

Une partie du rayonnement est absorbée par le matériau, c'est-à-dire qu'elle est convertie en chaleur. Cette absorption dépend de l'état de surface et de la structure interne du matériau (cristallographie, défauts structuraux). Le rapport entre le flux absorbé et le flux incident constitue le coefficient d'absorption directionnel.

$$\alpha^{\vec{r}}(\lambda, T) = \frac{d^2 \phi_{\alpha}^{\vec{r}}(\lambda, T)}{d^2 \phi^{\vec{r}}(\lambda, T)} \quad (1.10)$$

La proportion de puissance absorbée par le matériau est donnée selon l'équation de Beer-Lambert (1.11).

$$\alpha^{\vec{r}} = (1 - \rho^{\vec{r},\cap}) \cdot (1 - \exp(-k \cdot x)) \quad (1.11)$$

avec k : Coefficient d'extinction $[m^{-1}]$
 et x : Trajet optique $[m]$

Le coefficient d'extinction est divisé en deux termes $k = k_a + k_d$. Le premier, k_a , est relatif à l'absorption du réseau et est relié à la partie complexe de l'indice de réfraction par la relation (1.12) :

$$k_a = \frac{4\pi\kappa}{\lambda} \quad [m^{-1}] \quad (1.12)$$

Le second, k_d , est relatif à la diffusion du rayonnement dans le matériau et est calculé selon la théorie de Mie des milieux diffusants, qui modélise la propagation du rayonnement dans un milieu dispersé constitué de particules contribuant à la diffusion globale du rayonnement. Il est possible de prendre en compte les défauts structuraux dans la fonction de Mie et de calculer leur influence sur l'extinction, mais pour cela, il faut avoir une très bonne connaissance de l'arrangement et de la composition du matériau. Par conséquent, la connaissance a priori du coefficient d'absorption pour un matériau quelconque est difficile.

1.2.1.3 Définition de la transmission

Dans le cas d'un matériau transparent ou semi-transparent, une partie du rayonnement est transmise. Le coefficient de transmission directionnel hémisphérique est égal au rapport du flux transmis dans l'hémisphère sur le flux incident :

$$\tau^{\vec{r},\cap}(\lambda, T) = \frac{d^2\phi_{\vec{r}}(\lambda, T)}{d^2\phi^{\vec{r}}(\lambda, T)} \quad (1.13)$$

Le coefficient de transmission directionnel hémisphérique peut également être exprimé selon la loi de Beer-Lambert, donnée par l'équation (1.14), dans le cas d'un dioptré simple.

$$\tau^{\vec{r},\cap} = (1 - \rho^{\vec{r},\cap}) \cdot \exp(-k \cdot x) \quad (1.14)$$

En outre, les facteurs spectraux directionnels précédents peuvent tous être intégrés sur toute la bande spectrale (facteurs totaux directionnels), ou sur l'hémisphère (facteurs spectraux hémisphériques).

1.2.2 Première loi de Kirchhoff

La première loi de Kirchhoff se base sur la conservation de l'énergie lors de l'impact de l'onde incidente sur la surface considérée. La somme des facteurs spectraux directionnels est égale à l'unité :

$$\alpha^{\vec{r}}(\lambda, T) + \tau^{\vec{r},\cap}(\lambda, T) + \rho^{\vec{r},\cap}(\lambda, T) = 1$$

La première loi de Kirchhoff est également vérifiée pour les coefficients totaux et hémisphériques.

1.2.3 Seconde loi de Kirchhoff

Lorsque l'équilibre thermodynamique local est atteint, la seconde loi de Kirchhoff relie le facteur d'absorption directionnel à l'émissivité directionnelle, dans notre cas pour une direction d'observation $\vec{r}$, selon l'équation(1.15).

$$\alpha^{\vec{r}}(\lambda, T) = \varepsilon^{\vec{r}}(\lambda, T) \quad (1.15)$$

Le matériau n'accumule pas d'énergie à l'équilibre. Il ré-émet toute l'énergie acquise par absorption sous forme de rayonnement thermique décrit par l'émissivité directionnelle monochromatique qui correspond au rapport de la luminance directionnelle du corps par rapport à celle du corps noir dans les mêmes conditions. Elle est comprise entre 0 et 1.

$$\varepsilon^{\vec{r}}(\lambda, T) = \frac{L^{\vec{r}}(\lambda, T)}{L_0(\lambda, T)} \quad (1.16)$$

L'émissivité directionnelle monochromatique peut être intégrée sur la totalité du spectre de rayonnement, et l'émissivité directionnelle totale est alors définie comme suit :

$$\varepsilon^{\vec{r}}(T) = \frac{\int_0^\infty \varepsilon^{\vec{r}}(\lambda, T) L_0(\lambda, T) d\lambda}{\int_0^\infty L_0(\lambda, T) d\lambda} \quad (1.17)$$

Son intégration sur l'hémisphère donne l'émissivité hémisphérique :

$$\varepsilon^\cap(\lambda, T) = \frac{1}{\pi} \int_{\Omega_r=2\pi} \varepsilon^{\vec{r}}(\lambda, T) \cos\theta_r d\Omega_r \quad (1.18)$$

1.2.4 Application des lois de Kirchhoff à un matériau opaque

Le matériau opaque représente le cas d'application de la méthode de Thermoréfectométrie. Sa définition et sa propagation aux propriétés radiatives sont présentées dans ce sous-chapitre.

1.2.4.1 Définition d'un matériau opaque

Un corps opaque est défini pour un facteur de transmission nul ($\tau^{\vec{r},\cap} = 0$). Dans ce cas, la partie non réfléchie de l'onde incidente est entièrement absorbée.

Un premier paramètre, appelé 'Épaisseur Optique' (EO) permet de définir les zones de transparence et d'opacité d'un matériau. Pour un matériau homogène isotrope, d'épaisseur e et d'indice de réfraction complexe $\tilde{n}$, ce paramètre est déterminé à partir de la longueur d'onde et de la partie complexe de l'indice de réfraction du matériau :

$$EO = k_a \cdot e = \frac{4\pi \cdot \kappa}{\lambda} e \quad (1.19)$$

Si $EO \gg 1$, le matériau est optiquement épais, et pour $EO \ll 1$, le matériau est transparent. Entre ces deux limites, le matériau est dit semi-transparent.

Un autre paramètre important est la profondeur de pénétration p , permettant d'évaluer l'incapacité du matériau à propager le rayonnement. Il correspond à la distance pour laquelle l'onde incidente est atténuée de 63%. Comparée à la dimension e de l'échantillon, il détermine si l'échantillon est opaque ou non. Il est fonction du coefficient d'extinction du matériau et prend donc en compte à la fois l'absorption et la diffusion du rayonnement par le matériau. Il est défini comme suit :

$$p = \frac{1}{k} \quad [m] \quad (1.20)$$

La validation théorique du caractère opaque d'un matériau demande une connaissance précise des propriétés optiques du matériau κ ou k . Le facteur d'absorption est difficile à mesurer pour des matériaux épais, diffusants et anisotropes.

A titre indicatif, pour un échantillon de Tungstène, la profondeur de pénétration est de $234nm$ pour la longueur d'onde $1.310\mu m$, de $180nm$ pour $4\mu m$ et de $177nm$ pour $10\mu m$. En dessous de ces épaisseurs, l'échantillon est semi-transparent. A contrario, les échantillons d'épaisseur millimétrique sont opaques.

1.2.4.2 Relation fondamentale pour un matériau opaque

Pour un matériau opaque, la combinaison des deux lois de Kirchhoff permet de relier l'émissivité directionnelle à la réflectivité directionnelle hémisphérique par l'équation (1.21).

$$\varepsilon^{\vec{r}}(\lambda, T) = 1 - \rho^{\vec{r},\cap}(\lambda, T) \quad (1.21)$$

La réflectivité directionnelle hémisphérique est donc le complément à 1 de l'émissivité directionnelle. En ce sens, elles présentent des variations inversées en fonction de leurs grandeurs d'influence.

1.2.5 Définitions des grandeurs intervenant en réflectométrie

La réflectométrie s'appuyant fortement sur la mesure du flux réfléchi dans une direction unique, comme le montre le schéma 1.6, il est important de revenir sur le processus de réflexion d'une surface. Le flux réfléchi est renvoyé dans un angle solide plus ou moins grand. Aussi, si l'on mesure le flux réfléchi selon une seule direction, sa "valeur" n'est pas de même nature que les grandeurs précédentes et n'intervient pas directement dans les équations de Kirchhoff. Une définition précise des paramètres dits 'bidirectionnels' doit donc être donnée.

Dans ce sous chapitre, les directions $\vec{i}$ et $\vec{r}$ sont fixes dans l'espace, alors que $\vec{x}$ et $\vec{y}$ peuvent prendre toutes les valeurs possibles dans l'hémisphère.

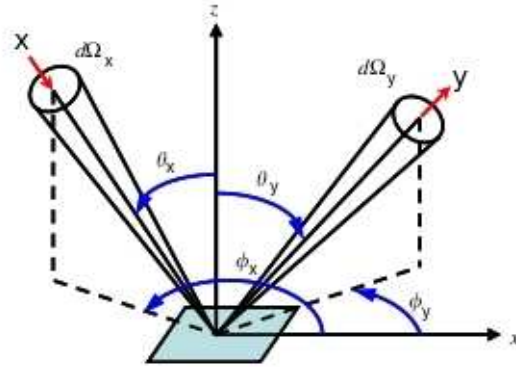


FIG. 1.6 – Flux émis depuis une direction $\vec{x}$ et réfléchi dans une direction $\vec{y}$.

1.2.5.1 Définition de la $BRDF$ (Bidirectional Reflectivity Distribution Function)

La $BRDF$ (Bidirectional Reflectivity Distribution Function) est introduite par l'équation (1.22), et correspond à la fonction de distribution des réflectivités dans l'hémisphère. Elle est égale au rapport des flux réfléchis dans les directions $\vec{y}$ et des flux incidents provenant des directions $\vec{x}$, pouvant prendre toutes les valeurs de l'hémisphère.

Elle se définit comme le rapport de la luminance dans la direction $\vec{y}$ et de l'éclairement selon la direction d'incidence $\vec{x}$.

$$BRDF^{\vec{x},\vec{y}}(\lambda, T) = \frac{dL^{\vec{y}}(\lambda, T)}{dE^{\vec{x}}(\lambda, T)} = \frac{dL^{\vec{y}}(\lambda, T)}{d^2\phi^{\vec{x}}(\lambda, T)/dS} \quad [sr^{-1}] \quad (1.22)$$

L'unité de la $BRDF$ est le sr^{-1} car elle est ramenée à un élément d'angle solide. Ses valeurs peuvent varier entre 0 et l'infini. Pour n angles incidents et m angles de réflexion, la dimension de $BRDF^{\vec{x},\vec{y}}(\lambda, T)$ est de $n * m$ éléments.

Sa mesure est possible par l'utilisation de systèmes goniométriques, présentés figure 1.7 pour une mesure dans le plan d'incidence. Pour chaque angle d'incidence et angle de réflexion, la réflectivité bidirectionnelle est mesurée, et la fonction $BRDF$ est reconstruite à posteriori.

La $BRDF$ obéit au principe de réciprocity des chemins optiques, ou théorème d'Helmholtz, donnée par l'équation (1.23).

$$BRDF^{\vec{x},\vec{y}}(\lambda, T) = BRDF^{\vec{y},\vec{x}}(\lambda, T) \quad [sr^{-1}] \quad (1.23)$$

Pour un système embarqué, la source d'éclairement est généralement fixe dans une direction donnée $\vec{i}$, la $BRDF$ a alors la dimension m de l'angle de réflexion.

$$BRDF^{\vec{i},\vec{y}}(\lambda, T) = \frac{dL^{\vec{y}}(\lambda, T)}{dE^{\vec{i}}(\lambda, T)} = \frac{dL^{\vec{y}}(\lambda, T)}{d\phi^{\vec{i}}(\lambda, T)/dS} \quad [sr^{-1}] \quad (1.24)$$

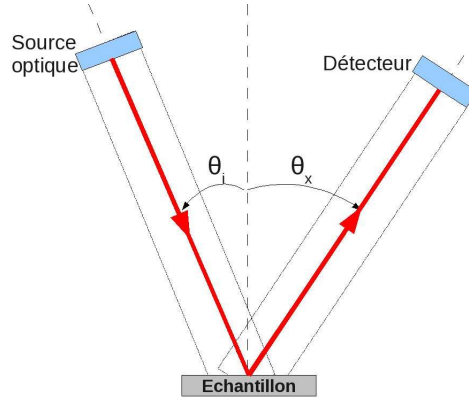


FIG. 1.7 – Schéma de principe de la mesure de $BRDF$ dans le plan d'incidence.

L'intégration de ce paramètre sur l'hémisphère permet de retrouver la valeur de la réflectivité directionnelle hémisphérique, intervenant dans la loi de Kirchhoff.

$$\rho^{\vec{i},\cap}(\lambda, T) = \int_{\Omega_y=2\pi} BRDF^{\vec{i},\vec{y}}(\lambda, T) \cos(\theta_y) d\Omega_y \quad (1.25)$$

Il est donc possible de relier une mesure de la réflectivité directionnelle hémisphérique à une mesure de la réflectivité dans une direction par l'utilisation de la fonction $BRDF$. Cette propriété sera exploitée dans le paragraphe suivant.

1.2.5.2 Définition de la réflectivité bidirectionnelle

Dans le contexte d'une mesure sans contact, en plus de la source d'éclairement le détecteur est également ponctuel et fixe dans la direction $\vec{r}$. La grandeur mesurée est un élément de la $BRDF$, encore appelé réflectivité bidirectionnelle, qui est définie dans l'équation (1.26).

$$\rho^{\vec{i},\vec{r}}(\lambda, T) = \frac{dL^{\vec{r}}(\lambda, T)}{dE^{\vec{i}}(\lambda, T)} = \frac{dL^{\vec{r}}(\lambda, T)}{d^2\phi^{\vec{i}}(\lambda, T)/dS} \quad [sr^{-1}] \quad (1.26)$$

La relation entre la $BRDF$ et la réflectivité bidirectionnelle est amenée par l'introduction d'une indicatrice de réflexion, qui correspond à la valeur normée, dans la direction $\vec{r}$, de la $BRDF$.

$$f^{\vec{i},\vec{y},\vec{r}}(\lambda, T) = \frac{BRDF^{\vec{i},\vec{y}}(\lambda, T)}{\rho^{\vec{i},\vec{r}}(\lambda, T)} \quad (1.27)$$

Cette fonction est sans unité. Sa valeur est comprise entre 0 et 1 si $\rho^{\vec{i},\vec{r}}(\lambda, T)$ est le maximum de la $BRDF$. Dans les autres cas, l'indicatrice de réflexion varie entre 0 et l'infini.

1.2.6 Relation entre l'émissivité et la réflectivité bidirectionnelle

Les relations (1.25) et (1.27) permettent de relier la réflectivité directionnelle hémisphérique et la réflectivité bidirectionnelle à travers l'intégrale de l'indicatrice de réflexion comme suit :

$$\rho^{\vec{i},\cap}(\lambda, T) = \rho^{\vec{i},\vec{r}}(\lambda, T) \int_{\Omega_y=2\pi} f^{\vec{i},\vec{y},\vec{r}}(\lambda, T) \cos(\theta_y) d\Omega_y \quad (1.28)$$

L'intégrale de l'indicatrice de réflexion peut être posée égale à un paramètre appelé facteur de diffusion défini comme suit :

$$\eta^{\vec{i},\vec{r}}(\lambda, T) = \int_{\Omega_y=2\pi} f^{\vec{i},\vec{y},\vec{r}}(\lambda, T) \cos(\theta_y) d\Omega_y \quad [sr] \quad (1.29)$$

L'unité du facteur de diffusion est le sr . Dans le cas où la réflectivité directionnelle de normalisation est choisie au maximum de la $BRDF$, sa valeur est comprise entre 0 (matériau spéculaire) et π (matériau Lambertien). Dans les autres cas, il varie entre 0 et l'infini.

Pour un corps opaque en appliquant la relation (1.21), la réflectivité bidirectionnelle, quantité facilement mesurable, est reliée à l'émissivité directionnelle comme suit :

$$\varepsilon^{\vec{i}}(\lambda, T) = 1 - \rho^{\vec{i}, \vec{r}}(\lambda, T) \eta^{\vec{i}, \vec{r}}(\lambda, T) \quad (1.30)$$

La relation (1.30) permet de relier l'émissivité directionnelle à la réflectivité bidirectionnelle, grandeur facilement mesurable.

1.3 Grandeurs d'influence des propriétés radiatives des matériaux

Les propriétés radiatives des matériaux, en émission et en réflexion, sont analysées en détail dans ce sous-chapitre. Pour chaque grandeur, une investigation des facteurs d'influence est menée. L'objectif final est de prédire les variations, surfaciques et spectrales, de ces paramètres pour une application de mesure de champs opérée par des caméras. Les variations des propriétés radiatives sont étudiées pour les matériaux de notre base de données (Cuivre, Inconel, Tungstène, Alumine, oxydes d'Erbium et de Dysprosium) afin d'évaluer la méthode de thermoréfectométrie.

1.3.1 Calcul théorique

Les possibilités de calcul théorique des propriétés radiatives des matériaux visés, à partir de la théorie électromagnétique, sont investiguées.

1.3.1.1 Emissivité

Les modèles théoriques existant pour le calcul de l'émissivité sont recensés dans les articles [ZL09] et [Pal91]. Ils dérivent du calcul de la réflectivité directionnelle hémisphérique calculée selon les équations de Fresnel (cf. equ. (1.9)). Ce calcul fait intervenir l'angle d'incidence, la polarisation des faisceaux et les indices de réfraction du matériau. Pour les métaux, le modèle de Drude est proposé et il est basé sur l'absorption des électrons libres du réseau, et la génération de photons par transition inter bandes. Pour les diélectriques, le modèle des oscillateurs de Lorentz est souvent utilisé et prend en compte les vibrations des phonons du réseau.

Ces propriétés sont obtenues pour des surfaces parfaitement planes et des matériaux homogènes et isotropes. Pour des surfaces rugueuses, il est nécessaire de résoudre les équation de Maxwell en chaque point de la surface, pour chaque matériau et chaque état de surface, ce qui démultiplie les besoins en puissance et temps de calcul. Les méthodes de calcul numérique de type Monte-Carlo sont une bonne alternative car elle peuvent prendre en compte la rugosité de manière statistique.

1.3.1.2 Réflectivité directionnelle hémisphérique

La réflectivité directionnelle hémisphérique étant le complément à un de l'émissivité directionnelle, son calcul théorique se fait de la même façon que le calcul de l'émissivité, à partir des équations de Fresnel.

1.3.1.3 BRDF

Comme pour l'émissivité, la *BRDF* est calculée pour chaque direction de réflexion et chaque point de la surface par résolution des équations de Maxwell. Cette résolution se révèle fastidieuse et peut être simplifiée par l'utilisation de méthodes statistiques. Par exemple, la méthode *GOA* (Geometric Optics Approximation), qui consiste à considérer le matériau rugueux comme autant de micro-facettes où s'opère une réflexion de type Fresnel. Elle implique donc en un point une absorption partielle du rayonnement, reliée à la valeur de l'indice d'extinction du matériau, et la réflexion dans une direction d'une partie du rayonnement. Comme un nombre important de rayons lumineux sont requis pour décrire la surface, la méthode utilise le principe du lancer de rayons. Le rayon est multi-réfléchi jusqu'à ce qu'il ne rencontre plus d'obstacle à sa propagation dans l'espace. Cette méthode a été évaluée comme exacte ([TDB96]), ou équivalente à la théorie électromagnétique, pour certaines conditions de rugosité. L'avantage de cette méthode par rapport à la résolution exacte par la théorie électromagnétique est sa simplicité d'implémentation et des temps de calcul fortement réduits. Ce type de modélisation de la *BRDF* est particulièrement précieux pour le domaine de la synthèse d'images réalistes (cf. article [Cla03]), où la réflexion, et particulièrement la direction d'observation, joue un rôle crucial.

1.3.1.4 Facteur de diffusion

Le calcul théorique du facteur de diffusion est possible par intégration de la *BRDF*. Le sous-chapitre précédent a montré qu'il est possible de modéliser des *BRDF* grâce à la méthode *GOA*. L'intégration de cette *BRDF* synthétique fournit la valeur du facteur de diffusion. Un exemple de calcul du facteur de diffusion des matériaux de la base de données proposée dans cette étude par la méthode *GOA* dans le proche infrarouge est donnée en annexe A.

1.3.2 Influence de la longueur d'onde

Cette section s'attache aux variations spectrales des propriétés radiatives des matériaux dans le PIR. Elles sont cruciales pour la mesure radiative de température car elle utilise des détecteurs avec des réponses spectrales restreintes, privilégiant certains domaines spectraux. Nous les approcherons par la mesure.

1.3.2.1 Emissivité

Selon l'équation (1.21) et à partir des réflectivités directionnelles hémisphériques mesurées pour plusieurs longueurs d'onde de la gamme proche infrarouge à partir d'un spectromètre infrarouge à transformée de Fourier, équipé d'une sphère intégrante (cf. schéma 1.5), les émissivités spectrales directionnelles pour chaque matériau de la base de donnée d'évaluation sont calculées et affichées sur la figure 1.8.

Pour la quasi-totalité des matériaux, l'émissivité varie avec la longueur d'onde. Pour les métaux, de type Cuivre ou Tungstène, l'émissivité décroît avec la longueur d'onde dans le *PIR*. Pour certains oxydes, comme l'Alumine, l'émissivité croît quand la longueur d'onde croît. Certains oxydes de terres rares, comme les oxydes de Dysprosium et d'Erbium, sont réputés ([SSF07]) pour présenter de fortes bandes d'absorption dans le proche infrarouge, ce qui implique une forte variation de l'émissivité. Ces sept matériaux constituent une population représentative des cas de variation de l'émissivité avec la longueur d'onde dans le *PIR*.

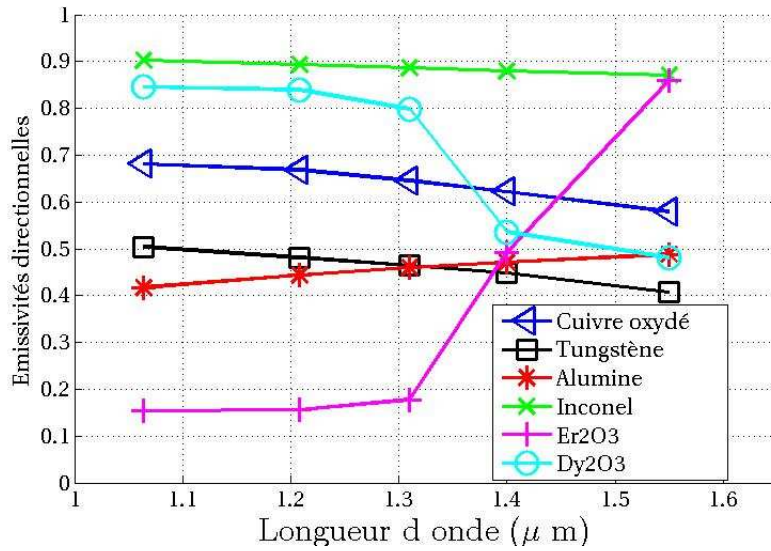


FIG. 1.8 – Emissivités spectrales directionnelles pour les matériaux de la base de donnée.

1.3.2.2 Réflectivité directionnelle hémisphérique

$\rho^{\vec{i},\cap}$ est le complément à 1 de l'émissivité. Par conséquent, lorsque le matériau est très émissif, il réfléchit peu. Les travaux rapportés dans l'article [META02] démontrent expérimentalement que la réflectivité directionnelle hémisphérique présente des variations spectrales aussi importantes que pour l'émissivité mais en sens inverse. Pour les métaux, elle varie peu et croît avec la longueur d'onde dans le *PIR*.

1.3.2.3 BRDF

Les réflectivités bidirectionnelles présentent les mêmes variations spectrales que $\rho^{\vec{i},\cap}$. La figure 1.9 présente la *BRDF* dans le plan d'incidence d'un échantillon de Tungstène, mesurée par un spectromètre équipé d'un module goniomètre, pour quatre longueurs d'onde proche infrarouge et un angle d'incidence de 45° .

Nous constatons que l'échantillon métallique réfléchit plus pour des longueurs d'onde élevées,

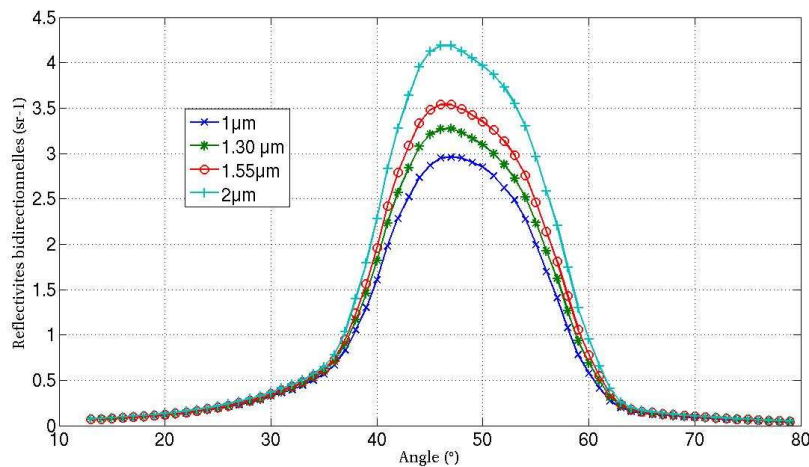


FIG. 1.9 – *BRDF* dans le plan d'indincence, avec un angle d'incidence de 45° , pour un échantillon de Tungstène et pour quatre longueurs d'onde proche infrarouge.

ce qui est cohérent avec la décroissance spectrale de l'émissivité et la croissance spectrale de la réflectivité directionnelle hémisphérique. Pour ce matériau, la croissance de la *BRDF* avec la longueur d'onde est monotone.

1.3.2.4 Facteur de diffusion

A partir de l'équation (1.29) et de la mesure des réflectivités bidirectionnelles précédentes, le facteur de diffusion est calculé et affiché sur la figure 1.10 en fonction de la longueur d'onde pour les matériaux de la base de données d'évaluation.

Le Tungstène, du fait de sa surface (grossièrement) polie, affiche un facteur de diffusion faible,

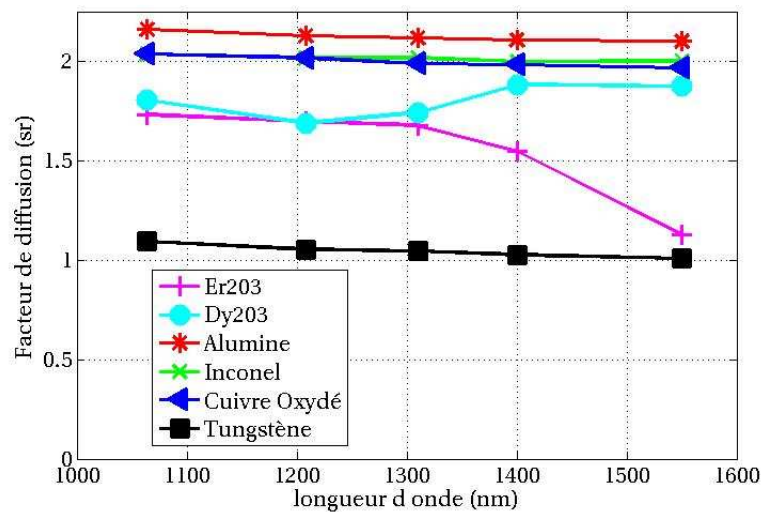


FIG. 1.10 – Facteur de diffusion des matériaux de la base de données pour les longueurs d'onde du proche infrarouge.

relatif à un réflecteur spéculaire. Pour les autres matériaux, le facteur de diffusion peut être relié à l'état de surface du matériau. Les métaux oxydés présentent une rugosité élevée du fait de la couche d'oxyde s'étant développée à la surface de l'échantillon. Pour les matériaux céramiques, la rugosité est liée au procédé d'élaboration de frittage à partir de poudres. Pour ces matériaux, le type de réflecteur est diffusant. La présence de fortes bandes d'absorption pour le matériau Er_2O_3 induit une variation notable du facteur de diffusion pour la longueur d'onde $1.55\mu m$.

Pour les métaux et l'Alumine, le facteur de diffusion est quasiment constant pour toutes les longueurs d'onde. Nous pouvons cependant supposer que pour une gamme spectrale plus importante, le facteur de diffusion peut varier. En effet, la forme de l'indicatrice de réflexion est relative au rapport de la longueur d'onde avec la rugosité moyenne de la surface. La tendance générale est que, pour une rugosité donnée, plus la longueur d'onde est faible, plus la réflexion est diffuse. Globalement, le facteur de diffusion décroît avec la longueur d'onde, (cf. figure 1.10). Pour les oxydes de terres rares, le facteur de diffusion varie davantage, et surtout dans les zones de forte absorption.

Une propriété importante du facteur de diffusion est sa faible variation spectrale, ce qui le différencie des autres grandeurs répertoriées dans ce sous chapitre.

1.3.3 Influence de la température

La température est le siège des échanges d'énergie au sein du matériau. Les propriétés radiatives sont une fonction complexe de la température. Ce paragraphe illustre ses variations expérimentales.

1.3.3.1 Emissivité

La température modifie la vitesse des électrons libres, dans le cas d'un métal, et la position des pics d'absorption, dans le cas de diélectriques. De fortes variations de l'émissivité peuvent donc apparaître avec la température, comme le montre la figure 1.11 pour l'Alumine, et comme cela est souligné dans l'article [EW95]. Dans le cas des métaux, la forte concentration en électrons libres garantit une variation faible de l'émissivité.

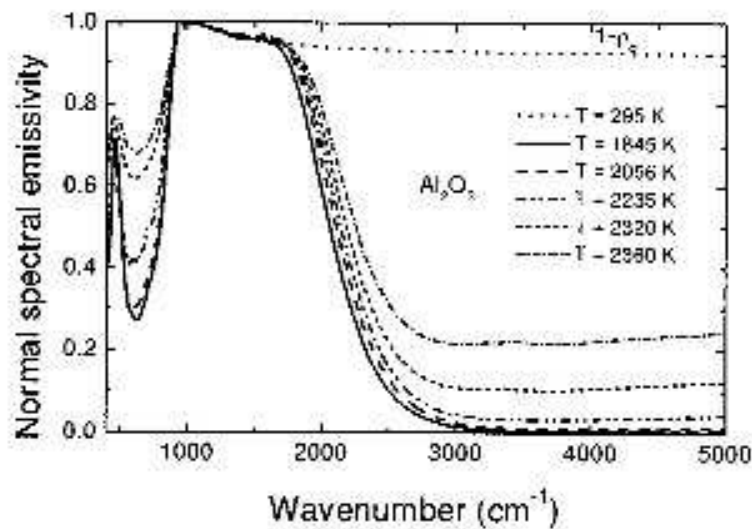


FIG. 1.11 – Emissivités directionnelles de l'Alumine en fonction de la longueur d'onde pour différentes températures (données de l'article [RMA⁺99])

1.3.3.2 Réflectivité directionnelle hémisphérique

$\rho^{\vec{i},\vec{n}}$ présente une variation inverse de l'émissivité avec la température. La tendance générale est sa décroissance avec la température, plus un matériau est chaud, moins il réfléchit.

1.3.3.3 BRDF

$\rho^{\vec{i},\vec{r}}$ varie comme $\rho^{\vec{i},\vec{n}}$. Dans l'article [HNS09], une variation importante de la réflectivité bidirectionnelle avec la température est observée, surtout dans le cas où elle s'accompagne d'un changement de phase.

1.3.3.4 Facteur de diffusion

Le facteur de diffusion varie peu avec la température. Par contre, si la variation de température s'accompagne d'un phénomène d'oxydation, ou, à minima, d'une modification de l'état de surface, la variation peut être importante.

1.3.4 Influence de l'état de surface

La surface peut être vue comme l'interface entre le matériau porté à une température T et le milieu de propagation de l'onde électromagnétique. La rugosité influence fortement les propriétés radiatives des matériaux, en créant des infractuosités où la lumière peut se réfléchir ou être absorbée. Nous présentons dans ce sous-chapitre l'influence de l'état de surface sur les différentes grandeurs radiatives.

1.3.4.1 Emissivité

L'état de surface, et notamment la rugosité du matériau, a une influence majeure sur la valeur de l'émissivité. Plus un matériau est rugueux, plus son émissivité va être élevée. Les infractuosités jouent le rôle de puits de lumière et contribuent à amplifier l'émissivité du matériau. La figure 1.12 présente la variation de l'émissivité hémisphérique de l'Inconel pour trois états de surface.

Plus la rugosité est élevée, plus le matériau est émissif.

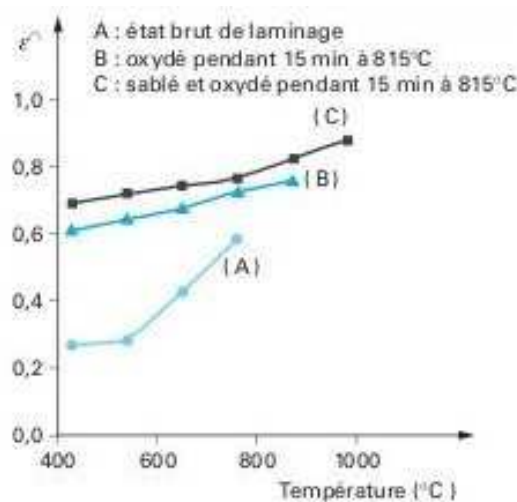


FIG. 1.12 – Emissivité hémisphérique de l'Inconel pour différents états de surface (données de l'article [Mat05]).

1.3.4.2 Réflectivité directionnelle hémisphérique

L'état de surface influence l'absorption d'un rayonnement incident, et sa réflexion de façon inversée. Plus la rugosité est élevée, moins le matériau réfléchit.

1.3.4.3 BRDF

$\rho^{\vec{i},\vec{r}}$ dépend fortement de l'état de surface. Le relief de la surface privilégie certaines directions de réflexion, ou constitue des micro cavités où le rayonnement est piégé. Globalement, pour des matériaux rugueux, la réflectivité bidirectionnelle est faible et élevée pour des matériaux lisses, comme l'illustre la figure 1.13 pour un échantillon de Nickel.

1.3.4.4 Facteur de diffusion

Le facteur de diffusion dépend fortement de l'état de surface, au même titre que la $BRDF$. Pour des matériaux très lisses, le facteur de diffusion est faible, pour des matériaux rugueux,

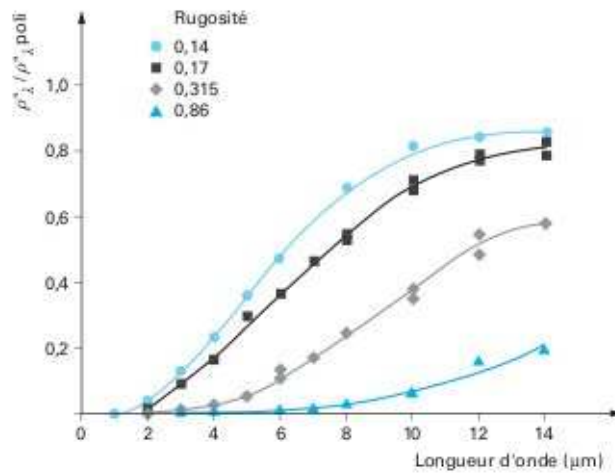


FIG. 1.13 – Réflectivités bidirectionnelles du Nickel en fonction de la longueur d'onde pour différents états de surface (données de l'article[Mat05]).

il est élevé. La mesure en ligne du facteur de diffusion permet donc indirectement le contrôle in situ de l'état de surface.

1.3.5 Influence de la direction

Dans le cas général, le processus d'émission ou de réflexion de la lumière est anisotrope. Les variations des propriétés en fonction des directions en jeu sont rassemblées dans ce paragraphe.

1.3.5.1 Emissivité

Dans le cas d'une surface à texture aléatoire, le rayonnement thermique est émis dans toutes les directions avec une symétrie orthotrope, comme l'illustre la figure 1.14. Dans le cas des métaux, l'émissivité est faible sauf pour les incidences rasantes.

Pour une mesure d'émissivité, le flux émis varie peu spatialement pour un détecteur situé

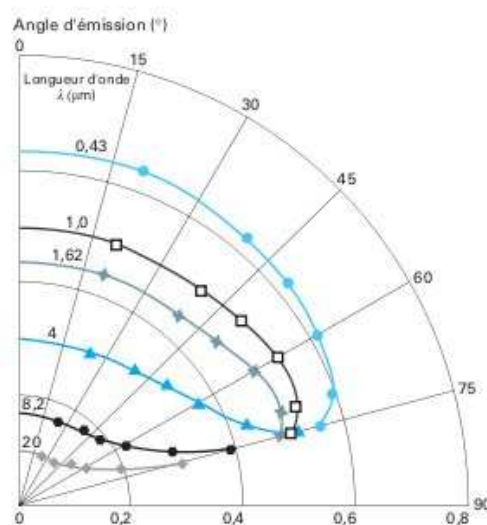


FIG. 1.14 – Indicatrice d'émission du Titane en fonction de l'angle de réception pour différentes longueurs d'onde (données de l'article [Mat05]).

à moins de 40° de la normale à la surface. Pour un diélectrique, il est constant pour des directions d'observation inférieures à 60°.

1.3.5.2 Réflectivité directionnelle hémisphérique

La réflectivité directionnelle hémisphérique dépend de l'angle d'incidence du rayonnement. Pour les métaux, la réflectivité est globalement élevée, et est nulle pour des incidences rasantes. Pour les diélectriques, elle est forte pour des incidences rasantes. Pour une mesure de la réflectivité directionnelle hémisphérique sur les métaux, il est préférable de disposer la source d'éclairement proche de la normale à l'échantillon.

1.3.5.3 BRDF

Les variations en fonction de la direction de réflexion sont relatives à la forme de la *BRDF* du matériau. Pour des incidences normales, et pour une rugosité aléatoirement distribuée, elle implique une symétrie orthotrope autour de la normale à la surface.

Pour un matériau spéculaire, ces variations sont très élevées, et pour un matériau Lambertien, elles sont nulles. Pour le Tungstène grossièrement poli, la figure 1.9 révèle un comportement plutôt spéculaire. En effet, lorsque la direction d'observation s'éloigne de plus de 20° de la direction égale à la direction d'incidence, la réflectivité devient très faible.

Pour les matériaux métalliques, la loi expérimentale de Phong, énoncée dans l'article [Pho75] et rappelée dans l'équation (1.31), est une assez bonne approximation de la *BRDF* dans le plan d'incidence.

$$BRDF^{0,\vec{y}} = \rho^{0,0} \cos^M(\theta_y) \quad \text{avec} \quad \begin{array}{ll} \theta_y & : \text{Angles de réflexion} \\ M & : \text{Ordre} \end{array} \quad (1.31)$$

Cette loi simple modélise la distribution du flux provenant d'une source ponctuelle collimatée se réfléchissant en un point. Elle génère des indicatrices de réflexion dans le plan d'incidence, en fonction de M qui dépend du matériau. Pour un matériau Lambertien, $M = 1$, et pour un matériau spéculaire, il est élevé. Cette loi suppose une réflexion maximale pour un angle de réflexion égal à l'angle d'incidence, ce qui est vérifié pour les métaux.

Pour une mesure optimale de la *BRDF*, il est nécessaire d'avoir une source d'éclairement intense pour obtenir un flux réfléchi détectable pour les angles de faible réflexion. Pour les métaux, la mesure de la réflectivité bidirectionnelle est favorisée par un angle de détection opposé à l'angle d'incidence.

1.3.5.4 Facteur de diffusion

Au même titre que la réflectivité bidirectionnelle, le facteur de diffusion est fortement influencé par les directions d'incidence et de détection. Il est élevé pour des directions de détection où la réflectivité bidirectionnelle est faible.

1.3.6 Conclusion partielle

Les différentes variations énoncées dans les sections précédentes permettent de prédire les variations de chaque propriété radiative pour un champ de mesure. Elles sont présentées dans ce sous-chapitre, et permettent de critiquer les variations expérimentales des grandeurs de la méthode présentées dans le chapitre 5.

1.3.6.1 Emissivité

En combinant les remarques précédentes, la variation de l'émissivité dans le cas d'une mesure de champs peut être anticipée. L'émissivité varie fortement avec la longueur d'onde, la température et la direction d'observation. Si nous considérons une surface homogène et isotherme, le rayonnement détecté à une longueur d'onde et pour un angle proche de la normale est uniforme. Le champ d'émissivité, sur une surface homogène doit donc afficher une bonne uniformité.

Un autre enseignement de ce sous-chapitre est la difficulté de la connaissance a priori de l'émissivité. Il a été vu que ce paramètre variait fortement en fonction de la longueur d'onde, de la température, de l'état de surface et de la direction d'observation. L'extrapolation de données de caractérisation vers la mesure ne pourrait se faire que pour un matériau porté à même température que la phase de caractérisation, avec une rugosité contrôlée, dans le vide et pour un angle donné.

1.3.6.2 Réflectivité directionnelle hémisphérique

D'après les observations précédentes, dans le cadre d'une mesure de champs, le champ de réflectivité directionnelle hémisphérique est uniforme si la source d'éclairement utilisée est collimatée, et que l'état de surface du matériau est homogène. Si la source est divergente, le champ de réflectivités directionnelles hémisphériques peut varier, même sur un matériau homogène car les directions d'incidence varient d'un point à l'autre du corps illuminé.

La connaissance a priori de la réflectivité directionnelle hémisphérique est aussi difficile que celle de l'émissivité.

1.3.6.3 BRDF

Pour une mesure de champ, les directions d'incidence $\vec{i}$ et d'observation $\vec{r}$ interviennent, et donc, pour un détecteur matriciel de type caméra, chaque pixel se trouve dans une configuration différente, comme le montre le schéma 1.15. Peu de données existent sur la mesure de champs de réflectivités bidirectionnelles dans la littérature. Par conséquent, et pour prédire les variations du champ de mesure, une étude est menée utilisant la loi de Phong adaptée aux incidences non normales.

Bien que la loi de Phong ne soit pas universelle, elle nous permet tout de même en première

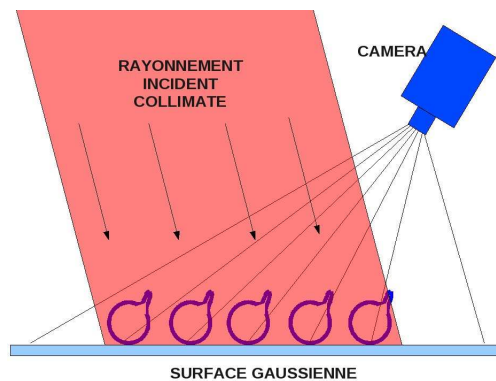


FIG. 1.15 – Schéma simplifié de la mesure de champs de réflectivités bidirectionnelles sur une surface dont la rugosité est distribuée de façon gaussienne.

approche d'avoir un aperçu des variations des réflectivités au sein d'un champ de mesure. L'équation (1.31) est donc calculée pour un angle d'incidence fixe, mais pour des directions de

réflexion variables. Ces directions, spécifiques à chaque pixel, correspondent à l'angle depuis lequel chaque pixel "voit" la scène.

Les conditions de simulation sont données ci-après et les résultats obtenus sont affichés sur la figure 1.16 pour deux types de matériaux.

Distance Source/Objet : 1 m	; Distance Détecteur/Objet : 1 m
Distance Détecteur/Source : 15 cm	; Ouverture angulaire détecteur : 15°
Angle d'inclinaison détecteur : 0°	; Angle d'incidence source : 9°
M diffusant : 1.5	; M spéculaire : 50

Cette étude simple met en évidence le fait que le champ de réflectivités bidirectionnelles

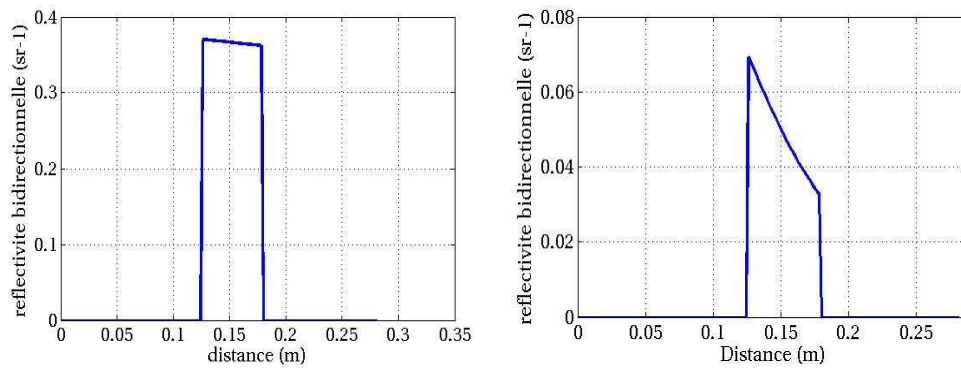


FIG. 1.16 – Profil des réflectivités bidirectionnelles sur surface diffusante et spéculaire.

est non homogène par définition. Même dans le cas d'une surface parfaitement homogène et d'un rayonnement collimaté, le champ de réflectivités bidirectionnelles est non uniforme. Cet effet est d'autant plus marqué que le matériau est spéculaire. En effet, la direction de détection s'éloigne rapidement de l'angle de réflexion maximal, jusqu'à atteindre un angle où la réflectivité est nulle, car la direction de détection est située hors du cône de réflexion du matériau. Cette grandeur n'est donc pas une propriété intrinsèque du matériau, mais dépend des directions d'éclairement et d'observation. La mesure de champs de réflectivités bidirectionnelles s'avère donc non uniforme par nature, et peut comporter de fortes variations au sein du champ de mesures.

Pour ce qui est de sa connaissance a priori, elle est encore plus complexe à déterminer que pour les paramètres hémisphériques car elle dépend fortement de la valeur de la rugosité et de l'angle d'observation.

1.3.6.4 Facteur de diffusion

En condition de mesure de champs, la variation du facteur de diffusion est la même que celle de la réflectivité bidirectionnelle, car elle possède les mêmes grandeurs d'influence. Pour un éclairage collimaté, l'angle de détection de chaque pixel de la caméra utilisée a donc une forte influence sur la valeur du facteur de diffusion. La mesure de champs de facteurs de diffusion s'avère non uniforme par nature, et peut afficher de fortes variations au sein d'un champs de mesure.

Sa connaissance a priori dérivant de la *BRDF*, elle est également très difficile à obtenir.

1.4 État de l'art de la mesure de température sans contact

Dans ce chapitre, nous présentons les techniques de mesure de température sans contact en privilégiant les mesures de champs par rapport aux mesures ponctuelles, quand elles existent pour la méthode mentionnée. Tout d'abord, le principe et la problématique de la mesure de température sans contact sont exposés. Ensuite vient une revue des méthodes approximant ou minimisant la valeur de l'émissivité, suivie de celles incluant la mesure in-situ de l'émissivité.

1.4.1 Rappel de la problématique de la mesure de température sans contact

La mesure radiative de température à partir d'une caméra ou d'un radiomètre consiste en l'acquisition d'un signal en fonction de la luminance $L(\lambda, T)$ qui représente le flux émis par unité de surface et d'angle solide d'un corps opaque à l'équilibre thermodynamique et en l'absence de rayonnement extérieur. Pour un corps noir, la luminance est décrite par la loi de Planck (cf. equ. (1.4)) ou la loi de Wien (cf. equ. (1.7)) en fonction de la température mesurée et de la longueur d'onde de la caméra. Dans ce cas, la température peut être déterminée directement à partir d'un radiomètre visant la surface émettrice de ce dernier.

Pour un corps réel opaque, d'après l'équation radiométrique (1.16), la luminance émise par la surface à la température, dite "vraie" T dans ce cas, est égale au produit de l'émissivité directionnelle par la luminance émise par le corps noir à la même température que le corps observé. Elle est aussi égale à la luminance du corps noir à une température, dite "apparente", "de luminance" ou "équivalente corps noir" notée T_L . La relation (1.32) résume cet état de fait.

$$L^{\vec{r}}(\lambda, T) = \varepsilon^{\vec{r}}(\lambda, T) L_0(\lambda, T) = L_0(\lambda, T_L^{\vec{r}}) \quad (1.32)$$

Pour un corps réel, il est donc nécessaire de connaître simultanément l'émissivité $\varepsilon^{\vec{r}}$ et la température de luminance $T_L^{\vec{r}}$, comme le met encore plus nettement en évidence l'équation (1.33) en remplaçant la luminance par son expression selon la loi de Wien présentée dans l'équation (1.7).

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T_L^{\vec{r}}} + \frac{\lambda}{C_2} \ln(\varepsilon^{\vec{r}}) \quad (1.33)$$

Des erreurs sur la connaissance de l'émissivité entraînent donc des erreurs sur la détermination de la température vraie, comme le montre l'équation (1.34) qui établit l'erreur relative sur la température en fonction de l'erreur relative sur l'émissivité.

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{\lambda T}{C_2} \frac{\Delta \varepsilon^{\vec{r}}}{\varepsilon^{\vec{r}}} \quad (1.34)$$

Notons que dans cette expression l'erreur sur la température de luminance $\frac{\Delta T_L}{T_L}$ est supposée nulle, afin de mettre en évidence l'influence seule de l'émissivité.

A.N. : A titre d'exemple, dans le cas où $T = 1000^\circ\text{C}$, $\lambda = 2 \mu\text{m}$, $\frac{\Delta \varepsilon^{\vec{r}}}{\varepsilon^{\vec{r}}} = 1$, l'erreur sur la température atteint 18%, soit 180°C .

Pour une mesure de température vraie sans contact d'un corps réel, il est nécessaire de connaître à la fois la température de luminance et l'émissivité avec une bonne précision.

Cette tâche est d'autant plus compliquée que l'émissivité dépend de nombreux paramètres comme illustré dans le sous chapitre précédent. Nous détaillons donc maintenant les approches de la littérature pour aborder ce problème.

1.4.2 Approximation ou modélisation du comportement de l'émissivité

Une des voies possibles pour résoudre le problème de la méconnaissance de l'émissivité est d'émettre une hypothèse quant à son comportement spectral.

1.4.2.1 Thermographie ou pyrométrie monochromatique

En thermographie quantitative monochromatique, la valeur de l'émissivité à la longueur d'onde de mesure est fixée. Comme le montre l'équation (1.33), la connaissance de la température repose d'une part sur la mesure de la température de luminance (obtenue par mesure de la luminance et par inversion de la loi de Planck) et d'autre part sur la connaissance de l'émissivité issue d'une caractérisation au spectromètre par exemple. Dans ce cas, il faut s'assurer que les conditions de caractérisation correspondent aux conditions de mesure. Il faut également s'assurer que les conditions externes n'altèrent pas les propriétés des matériaux (modification de son état de surface), qui pourraient modifier son émissivité.

Une autre méthode, dite du point de Christiansen (cf. article [RBME05]), consiste en la mesure de température, à la longueur d'onde dite 'de Christiansen', spécifique à chaque matériau, pour laquelle l'émissivité vaut l'unité. A cette longueur d'onde, le corps est considéré comme un corps noir et la température est obtenue directement par inversion de la loi de Planck. Ce point dit 'de Christiansen' est peu sensible aux variations de températures mais est relatif à chaque matériau. La thermographie de Christiansen nécessite donc un filtre à une longueur d'onde spécifique pour chaque matériau étudié.

Enfin, comme le montre l'équation (1.34), l'autre solution est de minimiser l'influence de l'émissivité en procédant à une mesure à très courte longueur d'onde et même dans l'ultraviolet (cf. article [HVM97]). Pour de très hautes températures, la pyrométrie ou la thermographie dans l'ultraviolet permet de diminuer l'erreur sur la température. L'inconvénient de cette méthode est la faible quantité de photons émis par le corps dans la bande ultraviolette, ce qui implique l'utilisation d'un détecteur très performant.

1.4.2.2 Thermographie bichromatique

En thermographie bichromatique, nous supposons que le rapport des émissivités aux deux longueurs d'onde de la mesure est connu. Ces valeurs peuvent être mesurées au préalable par spectrométrie, mais il faut s'assurer en phase de mesure que la variation de l'émissivité est de même amplitude pour les deux longueurs d'onde. Pour simplifier le problème, ce rapport est souvent posé égal à l'unité, comme dans l'article [TSD09], où la thermographie bichromatique est utilisée pour mesurer la température de disques de frein en service.

Cependant, cette hypothèse dite du corps gris, ou d'invariance de l'émissivité à deux longueurs d'onde, même proches, est rarement vérifiée (cf. figure 1.8). L'équation (1.35) nous permet de relier l'erreur induite par le non respect de l'hypothèse à l'erreur relative en température en fonction de la longueur d'onde bichromatique λ_r et du rapport des émissivités.

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{\lambda_r T}{C_2} \frac{\Delta \varepsilon_e}{\varepsilon_e} \quad \text{avec} \quad \lambda_r = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \quad \text{et} \quad \varepsilon_e = \frac{\varepsilon_r(\lambda_1, T)}{\varepsilon_r(\lambda_2, T)} \quad (1.35)$$

Afin de minimiser l'influence de l'erreur de l'hypothèse, la première longueur d'onde λ_1 doit être la plus faible possible et l'écart entre les deux longueurs d'onde doit être le plus grand possible. Cependant cette configuration s'oppose au respect de l'hypothèse, dite du corps gris, qui est mise en défaut pour des écarts importants en longueur d'onde. Un compromis doit être établi pour sélectionner le couple de longueur d'onde adéquat.

A titre d'exemple, dans le cas d'une mesure de température $T = 1000^\circ\text{C}$, avec deux longueurs d'onde de faible valeur et proches, $\lambda_1 = 1.31\mu\text{m}$ et $\lambda_2 = 1.4\mu\text{m}$ (soit $\lambda_r = 20\mu\text{m}$), et avec une erreur relative en émissivité faible $\frac{\Delta\epsilon_r}{\epsilon_r} = 0.1$, l'erreur relative sur la température atteint tout de même 18%, soit 180°C à 1000°C . La mise en oeuvre de la thermographie bichromatique reste délicate et l'erreur sur la température mesurée peut être importante en raison du non respect de l'hypothèse de corps gris.

1.4.2.3 Thermographie polychromatique

Pour palier à l'inconvénient précédent, la thermographie polychromatique permet de multiplier les mesures entre plusieurs couples de longueurs d'onde très proches. Dans l'article [SK04], dix neuf longueurs d'onde sont implémentées, et l'hypothèse de corps gris est supposée pour deux longueurs d'onde consécutives. Une variation raisonnable de l'émissivité peut être acceptée entre deux longueurs d'onde très proches.

Pour encore améliorer la méthode, la thermographie polychromatique suppose que la variation de l'émissivité avec la longueur d'onde est connue à travers un modèle. De nombreux modèles multispectraux (cf. articles [Duv08],[MC03],[WC11]) ont été mis en oeuvre qui supposent une variation linéaire ou dite 'Log-linéaire' de l'émissivité ou polynomiale (cf. article [CS99]). Ce dernier article conclut que ce modèle d'évolution est peu représentatif d'un large panel de matériaux. De plus, la variation thermique de l'émissivité n'est prise en compte que si son effet est identique pour toutes les longueurs d'onde de la mesure.

En conclusion, les méthodes avec approximation ou modélisation de l'émissivité sont rarement applicables à tous les types de matériaux, et elles ne prennent en compte les possibles variations de l'émissivité avec la température ou l'état de surface que si elles influencent de la même manière l'émissivité à plusieurs longueurs d'onde.

Les méthodes de mesure de température comprenant une hypothèse ou une approximation de l'émissivité sont rarement applicables à un large panel de matériaux.

Pour ces raisons, la mesure in-situ de l'émissivité de manière directe ou indirecte, passive ou active est proposée.

1.4.3 Méthodes directes passives

Les méthodes de mesure directe de l'émissivité sont recensées dans ce sous chapitre. Elles sont dites passives car elles ne modifient pas la grandeur d'intérêt de mesure qui est la température T du matériau par un artifice de chauffage qui apporterait un gradient de température. Ces méthodes directes se basent sur la définition de l'émissivité (cf. equ.(1.16)). La luminance du matériau et celle du corps noir sont mesurées simultanément dans les mêmes conditions. L'émissivité est donc déduite, pour une direction et une température, du rapport de ces deux quantités.

L'égalité des températures entre l'échantillon et le corps noir peut être obtenue par le biais d'un **thermocouple** mesurant la température de l'échantillon et régulant le corps noir. Cette méthode est particulièrement précise, car elle correspond exactement à la définition de l'émissivité, mais se révèle intrusive (ajout d'un thermocouple), non adaptée aux conditions in-situ et relativement lente en regard des temps de stabilisations thermiques.

L'égalité des températures du corps noir et de l'échantillon peut également s'obtenir par superposition des flux émis à la longueur d'onde de Christiansen. La **spectrométrie de Christiansen**, évoquée précédemment dans les méthodes de mesure de température monochromatiques, permet également la détermination de l'émissivité sur une large gamme spectrale. Cet aspect de la méthode est présentée dans l'article [RMA⁺99]. A la longueur d'onde

de Christiansen, où l'émissivité vaut un, la luminance émise par le corps est superposée à celle du corps noir dans les mêmes conditions et pré-enregistrée. Le spectre complet de l'émissivité est obtenu pour différentes températures et sur un domaine étendu allant du visible à l'infrarouge long.

En réponse au problème de l'instrumentation de l'échantillon par un thermocouple, la méthode dite du **“lâcher de four”** (cf. article [DP95]) propose un système où l'échantillon est plongé dans un corps noir, jusqu'à stabilisation de sa température. Puis le corps noir est subitement lâché, et un spectromètre enregistre la luminance émise par l'échantillon tant que sa température est stable. La luminance du corps noir ayant préalablement été mesurée, l'émissivité s'obtient par le calcul du rapport des luminances. La régulation citée précédemment n'est plus nécessaire puisque l'échantillon se met “naturellement” à la température du corps noir.

Alternativement, la méthode de **polaradiométrie** décrite dans l'article [Mur67] s'affranchit de la régulation par thermocouple et permet l'égalité des températures du corps visé et du corps noir par l'analyse de la polarisation des rayonnements. Cette technique mesure la somme des polarisations du rayonnement thermique propre au corps visé et du rayonnement corps noir se réfléchissant sur l'objet d'étude. La température du corps noir est ajustée de façon à ce que les composantes perpendiculaires et parallèles du rayonnement résultant soient égales. Ces méthodes ne résolvent que le problème de l'intrusion par thermocouple. Le problème du temps de stabilisation du corps noir reste entier.

Une méthode passive plus rapide est proposée dans l'article [PK01], où le rayonnement corps noir est amené directement sur le corps étudié par application de peintures très émissives. Ce **corps noir 'in-situ'** est donc toujours porté à la température du corps d'étude. Une partie de l'échantillon rayonne comme un corps réel et l'autre comme un corps noir. La notion de mesure non destructive est ici mise en défaut, car la surface visée est modifiée par l'application de la peinture émissive.

Nous voyons que les méthodes “basées corps noir” sont peu adaptées à un système rapide, non destructif ou sans contact. Passons maintenant aux méthodes “basées émissivité”, qui ne s'intéressent qu'au paramètre optique d'émissivité, sans régulation thermique sous-jacente.

L'émissivité étant un paramètre difficile à prédire sur un procédé dynamique, une première solution serait de faire en sorte que sa valeur varie peu. Dans l'article [TRG98], un pyromètre est équipé d'une sonde hémisphérique, afin d'augmenter l'émissivité apparente du corps visé par réflexions multiples sur les parois du détecteur. Il en résulte une émissivité élevée et constante quel que soit le matériau d'étude. Ce **“gold cup pyrometer”** ne s'applique que sur des matériaux dont l'émissivité dépasse 0.6 et implique un quasi-contact avec la surface d'étude car l'hémisphère doit récupérer un flux correspondant à toutes les directions d'émission.

Dans ce même esprit, la **méthode “de la boîte”**, présentée dans l'article [BNRS86], permet la mesure de l'émissivité par augmentation de l'émissivité apparente. Celle-ci consiste à déposer sur le matériau une caisse sans fond et à couvercle interchangeable, dont les parois sont parfaitement réfléchissantes. En alternant les couvercles parfaitement réfléchissants et parfaitement absorbants, il est possible de distinguer la contribution de la température et de l'émissivité, et de la mesurer. Cette méthode n'est valide que pour des objets de grandes dimensions, et n'est pas en accord avec une mesure sans contact.

La séparation de la température et de l'émissivité peut se faire aussi par l'étude des gradients présents dans l'image détectée. Dans le domaine de la télédétection, les scènes thermiques présentent des contrastes spatiaux importants. Il est possible, en étudiant les fréquences spatiales de la scène étudiée, de discriminer quelles sont les dépendances en émissivités et les dépendances en température. Ces traitements algorithmiques (**TES**, **NDVI**, **TISI**, **SpectralSmoothness**, **SMAc**), présentés dans les articles [OCSFN12] ou [KPNS07],

ne sont pas adaptables à des scènes peu texturées ou très directionnelles intervenant dans le domaine du contrôle des matériaux.

En conclusion, les méthodes de mesure directes d'émissivité ne sont pas applicables pour une mesure de champs rapide, non intrusive et sans contact.

1.4.4 Méthodes directes actives

Les méthodes directes actives se basent sur l'excitation thermique du matériau qui permet la séparation des dépendances de température et d'émissivité. Cette excitation peut prendre plusieurs formes, en fonction du phénomène à détecter :

- Optique : **Lock-in** ([Bal89]), **pulsed** et **stimulated thermography** ([CTPA11]). Ces méthodes se basent sur l'excitation thermique du matériau par une source d'éclairement externe, dont le rayonnement est absorbé et fait varier localement la température. L'étude de la relaxation de l'onde thermique, en phase et en amplitude, permet de déterminer la diffusivité thermique du matériau et d'identifier les défauts du matériau, en surface et en profondeur.
Une autre méthode optique active est la **thermographie par phosphorescence** ([CMP⁺05]), qui permet de remonter à des gradients de température en profondeur. Les matériaux étudiés sont préalablement dopés par des oxydes de terres rares, qui réagissent à une excitation ultraviolette par phosphorescence dans le visible. L'analyse du pic de phosphorescence après excitation conduit à la détermination de la température dans la profondeur.
- Mécanique : **Vibrothermographie** ([RCHT11]). Lors de la sollicitation mécanique d'un échantillon, par exemple en traction, une partie de l'énergie mise en jeu est échangée avec l'environnement par l'apparition de points chauds, qui peuvent être ensuite l'origine de défauts structuraux. Ces informations sont particulièrement intéressantes pour expliquer les propriétés des matériaux à mémoire de forme [HMM⁺05].
- Acoustique : **Thermosonics** ([KVH12]). L'application d'une onde acoustique sur le matériau permet l'identification de défauts dans le matériau.
- Magnétique : **Eddy thermographie** ([WACB12]). La thermographie en courant d'Eddy se base sur l'excitation magnétique d'un matériau conducteur. Le chauffage par induction révèle les hétérogénéités relatives à la présence de défauts dans le matériau, qui peuvent être détectés par imagerie thermique.

Nous voyons que peu de méthodes actives directes permettent la détermination de la température ou de l'émissivité. Elles sont davantage axées vers la détection de défauts et la mesure des propriétés thermiques des échantillons.

Seule la **thermographie stimulée** permet de remonter à la valeur de l'émissivité. Dans l'article [LBG⁺07], l'excitation thermique modulée est créée par un laser de puissance permettant une variation d'environ 10°C de la température de l'échantillon. Cette modulation, alliée à l'hypothèse du corps gris, permet la distinction de l'émissivité et de la température et assure pour cette méthode l'insensibilité aux rayonnements environnants. Cette méthode comprend l'hypothèse de corps gris, et souffre donc des mêmes limitations que la thermographie bichromatique.

L'hypothèse de corps gris n'est pas nécessaire dans l'article [BLE05], qui propose deux méthodes d'excitation photothermique, se basant sur l'établissement du rapport aux **trois longueurs d'onde** d'étude, des signaux modulés. Les émissivités s'annulent sans hypothèse et le rapport des signaux n'est fonction que de la température. Cette méthode permet de déterminer la température, l'émissivité, la diffusivité et la conductivité du matériau.

Ces deux dernières techniques peuvent être considérées comme intrusives puisqu'elles ont pour

principe la perturbation de la grandeur d'étude T . Mais la plus grande limitation pour ce type de méthode est la suivante :

Les méthodes actives directes de mesure d'émissivité induisent l'utilisation d'une source d'excitation intense, ce qui est difficilement extrapolable à une mesure de champs.

1.4.5 Méthodes indirectes

Les mesures indirectes se basent sur la mesure de grandeurs radiatives annexes, reliée à l'émissivité par les lois de Kirchhoff.

1.4.5.1 Mesure du coefficient d'absorption

D'après la seconde loi de Kirchhoff, l'émissivité directionnelle est égale au coefficient d'absorption directionnel (cf. équ. (1.15)).

Une première mesure de l'état thermodynamique de l'échantillon est la **mesure calorimétrique**, présentée dans l'article [DHAS82]. L'échantillon est placé dans les mêmes conditions de température qu'un échantillon de référence, de coefficient d'absorption connu. Ensuite l'excitation thermique est annulée et un courant est fourni aux échantillons de sorte à ce qu'ils ne se refroidissent pas. Le rapport des puissances fournies aux deux échantillons est égal au rapport des coefficients d'absorption. Le coefficient d'absorption peut aussi être mesuré par **méthode résistive**, présentée dans l'article [GFJ00].

La principale limitation de cette méthode est reliée au fait que, une fois le flux absorbé et transformé en chaleur, il n'est plus possible de discriminer les longueurs d'onde dans la grandeur mesurée :

Cette méthode ne permet d'accéder qu'à l'émissivité totale du matériau, l'émissivité spectrale n'est pas accessible.

1.4.5.2 Mesure de la réflectivité directionnelle hémisphérique

La somme de l'émissivité directionnelle et de la réflectivité directionnelle hémisphérique vaut l'unité dans le cas du corps opaque. Cependant, la mesure hémisphérique de flux s'avère difficile car aucun détecteur hémisphérique n'existe, comme le souligne [DHAS82]. Il faut donc se ramener à la mesure du flux renvoyé dans toutes les directions en le concentrant dans une direction donnée.

Différents **systèmes à base de miroir** sont recensés (miroir de Coblenz, Blevin, White...). Le détecteur et l'échantillon sont placés à l'intérieur du miroir, et le flux diffusé par le matériau est focalisé vers le foyer optique du miroir. Le détecteur reçoit le flux provenant de toutes les directions et mesure $\rho^{\vec{i},\cap}$. Le principal inconvénient de ces techniques est de ne permettre des mesures que pour un unique angle d'incidence.

En complément, les **systèmes à sphères intégrantes**, représentée figure 1.5, utilisent le même principe. Le revêtement intérieur est cette fois-ci constitué d'un matériau parfaitement diffusant, comme le Spectralon ou l'Infragold selon la bande spectrale considérée. Le faisceau incident vient d'abord frapper l'échantillon, puis tous les rayons sont diffusés dans l'espace et viennent se réfléchir contre le revêtement, et ainsi de suite jusqu'à atteindre le détecteur situé sur la périphérie de la sphère (dans le cas d'une sphère d'Edwards et d'Imbert), comme le montre l'article [EW95].

Afin de résoudre le problème de la détection hémisphérique, en appliquant le théorème d'Helmholtz à la réflectivité directionnelle hémisphérique (cf. equ. (1.23)), la sphère peut être utilisée comme **source isotrope** (sphère de MacDonald, Tingwaldt, Toporetz). La mesure du flux réfléchi dans une direction donne accès à la valeur de la réflectivité directionnelle hémisphérique.

$$\rho^{\vec{i},\cap}(\lambda, T) = \rho_{iso}^{\cap, \vec{i}}(\lambda, T) \quad (1.36)$$

Ainsi, dans l'article [HAS82], un système précis de mesure de $\rho_{iso}^{\cap, \vec{i}}$ est mis au point. La sphère intégrante de type Toporetz est placée dans une enceinte sous vide pour éviter l'absorption du rayonnement par les gaz ambiants. De même, la méthode développée dans l'article [IMB⁺06] consiste en l'utilisation de cavités chauffées isotropes et modulées en tant que source infra-rouge. L'échantillon est placé dans ce "four" et une ouverture permet de mesurer la réflectivité après étalonnage.

Enfin, l'article [SK06] propose une mesure à huit longueurs d'onde de la réflectivité hémisphérique directionnelle. Cette méthode permet des mesures de températures vraies à haute température, et le grand nombre de longueurs d'onde implémentées permet la mesure sur des échantillons semi-transparent.

De manière générale, la mesure de la réflectivité directionnelle hémisphérique implique un appareillage encombrant et en quasi-contact. Elle n'est donc pas adaptée à une mesure à distance.

1.4.5.3 Mesure de la réflectivité bidirectionnelle

La réflectivité bidirectionnelle n'est pas directement reliée à l'émissivité directionnelle. Différentes méthodes existent pour sa mesure et pour compenser cette restriction spatiale.

La mesure de la réflectivité directionnelle hémisphérique peut être obtenue par mesure partielle ou totale de la *BRDF* du matériau. Celle-ci s'obtient par utilisation d'un **goniomètre** (cf. figure 1.7). Deux bras pivotant sur le même axe de rotation fixent les angles d'incidence et de réflexion, l'échantillon étant situé sur l'axe de rotation. Pour chaque configuration d'angle, la mesure de la réflectivité bidirectionnelle est réalisée.

La première méthode citée comporte une hypothèse quant au comportement en réflexion du matériau visé. En effet, les articles [TB76] et [STM96] font l'**hypothèse d'un matériau Lambertien**. La mesure de la réflectivité bidirectionnelle donne accès à la réflectivité directionnelle hémisphérique par multiplication par π .

Une amélioration de cette méthode est développée dans l'article [Alx11], qui comprend une modulation de la source d'éclairement et du signal mesuré par le détecteur. Cette double modulation permet la séparation des signaux thermiques et réflectométriques, et donc d'accéder à la valeur de l'émissivité directionnelle. Ces méthodes ne s'appliquent pas dans le cas de matériaux spéculaires.

Dans l'article de [BRS85], l'hypothèse sur le matériau est moins forte. La *BRDF* est partiellement mesurée, en quelques points de l'hémisphère, et une **fonction paramétrée de l'indicatrice de réflexion** est ajustée aux données expérimentales. Par intégration, la valeur de la réflectivité directionnelle hémisphérique est obtenue. La limitation majeure de cette méthode est que cette fonction doit être réévaluée pour chaque matériau.

Alternativement, les méthodes développées dans les articles [Sve03] et [Her05] proposent une méthode, appelée **pyroréflexométrie**, de mesure bichromatique des réflectivités bidirectionnelles à deux longueurs d'onde et où les facteurs de diffusion sont supposés égaux pour les deux longueurs d'onde proches considérées. La valeur de l'émissivité directionnelle

est alors disponible par résolution mathématique du système bichromatique formé. Dans l'article [HBER08], cette méthode a été validée sur différents matériaux. Une application pour des matériaux utilisés dans le domaine nucléaire est décrite dans l'article [HSN⁺09]. L'article [GJ80] utilise également cette méthode, mais pour six longueurs d'onde afin d'augmenter la précision de la méthode.

La méthode de pyroréfectométrie, incluant une source d'éclairement de faible puissance, semble prometteuse pour une extrapolation en mesure matricielle, car elle permet une mesure de la température à distance, non intrusive, sur tous types de matériaux opaques.

1.5 Approche proposée

Parmi les méthodes présentées, peu de méthodes sont extrapolables à une mesure matricielle de températures vraies. De nombreuses méthodes ponctuelles existent, et entrent dans le champs de la pyrométrie, mais peu de méthodes de mesure de champs existent et satisfont à notre cahier des charges.

Le travail présenté dans ce manuscrit s'inspire des méthodes existantes afin de développer une nouvelle méthode matricielle de mesure de champs de températures vraies. Les méthodes actives, nécessitant des puissances d'excitation importantes, sont peu transposables à une mesure de champs. Les méthodes utilisant des sphères intégrantes, sont peu adaptées à une mesure embarquée à distance. La meilleure candidate à l'extrapolation en mesure de champs est la pyroréfectométrie, qui comprend un appareillage simple : une source d'éclairement bichromatique de faible puissance, un détecteur et deux filtres.

Une nouvelle méthode de mesure de champs de températures vraies, appelée Thermoréfectométrie proche infrarouge, est développée dans ce manuscrit. Elle repose sur une mesure de champs de température de luminance (phase de thermographie), et de réflectivités bidirectionnelles (phase de réflectométrie). Le champ de températures vraies et d'émissivité est calculé à partir de la résolution d'un système d'équations écrit pour deux longueurs d'onde proche infrarouge. L'étude de cette méthode est guidée par les contraintes de la mesure matricielle.

2

Présentation de la méthode de Thermoréfectométrie

Sommaire

2.1 Principes fondamentaux	36
2.1.1 Introduction de la température de luminance	36
2.1.2 Détermination indirecte de l'émissivité par réflectométrie	36
2.1.3 Mesure des réflectivités bidirectionnelles : conformité directionnelle	37
2.1.4 Calcul du facteur de diffusion : hypothèse majeure de la thermoréfectométrie	37
2.1.5 Système de thermoréfectométrie bichromatique	39
2.1.6 Synthèse	39
2.2 Génération des données de simulation	40
2.2.1 Description de la procédure de génération des données	40
2.2.2 Calcul des données d'entrée du système thermoréfectométrique	40
2.3 Domaine de validité du système thermoréfectométrique : Étude des solutions	42
2.3.1 Domaine de validité des sorties du système	42
2.3.2 Approche de résolution	42
2.3.3 Analyse de la fonction coût : Nombre de solutions	43
2.4 Sensibilité du système thermoréfectométrique par rapport au respect de l'hypothèse fondamentale	44
2.4.1 Relation entre l'erreur sur la température et celle sur le facteur de diffusion	45
2.4.2 Variation spectrale expérimentale du facteur de diffusion	45
2.4.3 Variation de la longueur d'onde bichromatique	46
2.4.4 Variation de l'émissivité bichromatique	46
2.4.5 Variation du coefficient $\frac{\lambda_r \cdot T}{\epsilon_r \cdot C_2}$	47
2.4.6 Synthèse : variations de l'erreur relative en température ($\frac{\Delta T}{T}$)	49
2.5 Sensibilité de la résolution du système bichromatique par rapport au choix des longueurs d'onde	50
2.5.1 Choix de la méthode de résolution du système thermoréfectométrique	51
2.5.2 Influence du choix des longueurs d'onde bichromatiques sur la résolution du système	51
2.6 Discussion : choix des longueurs d'onde bichromatiques	53
2.6.1 Bilan des influences spectrales	53

2.6.2	Performances de la méthode aux longueurs d'onde $1.310\mu m$ et $1.55\mu m$.	55
2.7	Sensibilité du système thermoréfectométrique par rapport aux grandeurs d'entrées bruitées	56
2.8	Conclusion : sensibilité de la méthode	57

Ce chapitre décrit la méthode de thermoréfectométrie et l'évaluation de sa sensibilité par rapport aux différentes grandeurs d'influence.

Le sous-chapitre 1 décrit les principes fondamentaux de la méthode et détaille les influences des paramètres clés de ce système (hypothèse, mesures, longueurs d'onde ...) via des simulations à partir de la base de données. Le sous-chapitre 2.2 présente la génération des données simulées sur la base des caractérisations des matériaux sélectionnés qui ont été menées du chapitre 1. Le sous-chapitre 2.3 étudie le domaine de validité du système par rapport aux variations physiques des grandeurs en jeu et au conditionnement du système. Le sous-chapitre 2.4 évalue la sensibilité du système par rapport au respect de l'hypothèse principale. Le sous-chapitre 2.5 traite de l'influence des deux longueurs d'onde de travail. Le sous-chapitre 2.6 précise le compromis à établir sur le choix des longueurs d'onde. Sur la base de ce choix, le sous-chapitre 2.7 détermine la sensibilité du système par rapport à des mesures bruitées et établit la sensibilité globale de la méthode.

2.1 Principes fondamentaux

Ce sous-chapitre expose les principes fondamentaux de la méthode de Thermoréfectométrie. Les équations de base, en partie présentées au chapitre 1, sont rappelées et analysées dans le contexte de la méthode étudiée. Nous présentons successivement : les équations de base, la méthode de mesure indirecte d'émissivité par réflectométrie, la construction d'un système bichromatique et les hypothèses de la méthode.

2.1.1 Introduction de la température de luminance

L'émission d'un corps à une température T est égale à celle du corps noir à une température dite "de luminance" T_L .

$$L^{\vec{r}}(\lambda, T) = L_0(\lambda, T_L^{\vec{r}}) = \epsilon^{\vec{r}}(\lambda, T) L_0(\lambda, T) \quad (2.1)$$

La température de luminance correspond au signal calibré d'un détecteur de rayonnement étalonné avec un corps noir. L'avantage de cette grandeur est sa mesure immédiate. En outre, elle intègre les variations directionnelles, spectrales et thermiques de l'émissivité.

Pour déterminer la température vraie T si on connaît la température de luminance T_L , il est nécessaire de connaître l'émissivité $\epsilon^{\vec{r}}$.

2.1.2 Détermination indirecte de l'émissivité par réflectométrie

D'après l'équation radiométrique (2.1), la température vraie ne peut être mesurée avec précision que si l'émissivité est connue. Sa connaissance a priori est difficile, étant donné le grand nombre de facteur d'influences présentés dans le sous-chapitre 1.3. La méthode sélectionnée pour sa détermination est donc la mesure in-situ, en ligne.

Pour un corps opaque (la famille de matériaux visés par notre étude), la technique de mesure d'émissivité choisie pour la mesure matricielle à distance est la réflectométrie. Comme

2.1. Principes fondamentaux

le montre l'équation (1.30) rappelée ci-dessous, cette technique permet la détermination indirecte en condition in-situ de l'émissivité grâce aux lois de Kirchhoff définies au chapitre 1, à la mesure des réflectivités bidirectionnelles (cf. equ. (1.26)), et à l'introduction du facteur de diffusion (cf. equ. (1.29)).

$$\varepsilon^{\vec{r}}(\lambda, T) = 1 - \rho^{\vec{r}, \vec{i}}(\lambda, T) \eta^{\vec{r}, \vec{i}}(\lambda, T) \quad (2.2)$$

Cette écriture impose la direction d'incidence du rayonnement et celle de l'observation de la surface du matériau opaque.

Proposition de la thermoréfectométrie : mesure indirecte du champ d'émissivités par la mesure des réflectivités bidirectionnelles et par le calcul du facteur de diffusion.

2.1.3 Mesure des réflectivités bidirectionnelles : conformité directionnelle

L'écriture de l'équation précédente n'est pas satisfaisante par rapport aux conditions de mesure mises en pratique. En effet, l'émissivité est un terme radiométrique se référant à la direction du détecteur $\vec{r}$. Les réflectivités, elles, sont définies pour un angle d'incidence $\vec{r}$ et un angle de détection $\vec{i}$. Il faudrait donc que la source émette depuis la direction de détection, ce qui est difficile à obtenir expérimentalement.

En établissant la réciprocité des chemins optiques, le théorème d'Helmholtz (cf. Equ. (1.23)) permet toutefois de contourner cette difficulté. Le théorème ne peut être étendu aux valeurs hémisphériques que dans le cas d'une source d'éclairement hémisphérique isotrope.

Dans notre cas, il ne peut donc pas être appliqué au facteur de diffusion car la source d'éclairement thermoréfectométrique occupe un angle solide faible. Le facteur de diffusion doit donc garder ses dépendances directionnelles originales. Seule la réflectivité bidirectionnelle bénéficie du théorème.

Par conséquent, pour rester cohérent avec les conditions de mesure, l'équation (2.2) est réécrite comme suit :

$$\varepsilon^{\vec{r}}(\lambda, T) = 1 - \rho^{\vec{i}, \vec{r}}(\lambda, T) \eta^{\vec{r}, \vec{i}}(\lambda, T) \quad (2.3)$$

2.1.4 Calcul du facteur de diffusion : hypothèse majeure de la thermoréfectométrie

Dans cette partie, nous analysons l'hypothèse majeure de la méthode et ses implications sur les grandeurs radiatives.

2.1.4.1 Approche

En faisant intervenir les grandeurs réflectométriques dans la définition de l'émissivité, pour un corps opaque et sans réflexion de l'environnement, l'équation de base de la méthode devient :

$$L_0(\lambda, T_L^{\vec{r}}) = (1 - \rho^{\vec{i}, \vec{r}}(\lambda, T) \eta^{\vec{r}, \vec{i}}(\lambda, T)) L_0(\lambda, T) \quad (2.4)$$

Dans la méthode de thermoréfectométrie, même si la température de luminance et la réflectivité bidirectionnelle sont mesurées 'in-situ' et simultanément, la température vraie n'est pas accessible car le facteur de diffusion reste inconnu. L'équation précédente ne peut donc pas être résolue directement.

L'approche proposée par [BR85], rappelée au chapitre 1, consiste en la modélisation du facteur de diffusion, mais ne permet pas de s'adapter à tous les types de matériaux. Nous opterons pour l'approche de [GJ80] et [Her05], consistant à poser le facteur de diffusion comme un paramètre inconnu et de procéder à une hypothèse pour sa détermination.

2.1.4.2 Hypothèse

L'hypothèse principale de la thermoréfectométrie consiste alors à supposer que le facteur de diffusion est constant pour des longueurs d'onde proches. En d'autres termes, le phénomène de réflexion sur le corps visé est de même nature (spéculaire ou diffusant) pour des longueurs d'onde proches. Comme la forme de l'indicatrice de réflexion dépend fortement de la rugosité, fixe, du matériau, cette hypothèse semble acceptable en première approche. Elle équivaut à une homothétie sur les $BRDF$, comme l'illustre la figure 2.1, à gauche, pour deux longueurs d'onde.

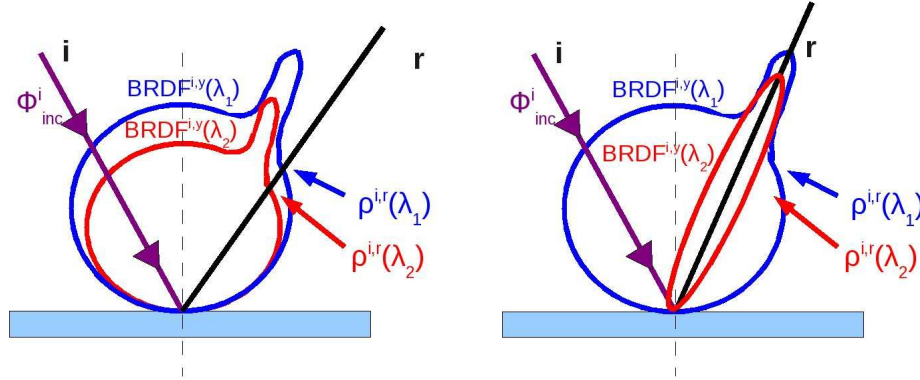


FIG. 2.1 – $BRDF$ dans le plan d'incidence théorique pour deux longueurs d'onde : homothétiques (gauche), et non homothétiques (droite).

2.1.4.3 Discussion

Pour deux longueurs d'onde, la réflectivité à une longueur d'onde ne subirait qu'une dilatation d'un facteur k par rapport à l'autre longueur d'onde :

$$BRDF^{\vec{i},\vec{r}}(\lambda_2) = k \cdot BRDF^{\vec{i},\vec{r}}(\lambda_1) \quad (2.5)$$

$$\rho^{\vec{i},\vec{r}}(\lambda_2) = k \cdot \rho^{\vec{i},\vec{r}}(\lambda_1) \quad (2.6)$$

Le facteur de diffusion étant l'intégrale du rapport de la $BRDF$ par la réflectivité bidirectionnelle, il est trivial de prouver que $\eta^{\vec{r},\vec{i}}(\lambda_1) = \eta^{\vec{r},\vec{i}}(\lambda_2)$.

Cependant, pour des domaines spectraux larges, les $BRDF$ peuvent différer. Une étude quantitative, basée sur les lois physiques de la réfraction est présentée en annexe A. Des règles générales peuvent être énoncées :

- un matériau est diffusant si la longueur d'onde est faible devant la rugosité, et est spéculaire si la longueur d'onde est grande devant la rugosité.
- Pour deux longueurs d'onde très différentes, le corps d'étude peut donc être spéculaire pour la première longueur d'onde, et diffusant pour la seconde. Dans ce cas, illustré sur la figure 2.1, à droite, le facteur de diffusion peut ne pas être le même pour les deux longueurs d'onde. En ce qui concerne la thermoréfectométrie, les longueurs d'onde sont choisies proches, de sorte à éviter ce phénomène.

A titre de comparaison de la contrainte induite par l'hypothèse, remarquons que celle du corps gris, utilisée dans le cas de la pyrométrie ou thermographie bichromatique classique, implique des $BRDF$ strictement identiques, en forme et en amplitude (cf. equ (2.7)). L'hypothèse de la thermoréfectométrie est en ce sens moins restrictive que l'hypothèse de corps

gris.

$$\begin{aligned} \varepsilon^{\vec{r}}(\lambda_1) &= \varepsilon^{\vec{r}}(\lambda_2) \\ \Rightarrow \rho^{\vec{r},\cap}(\lambda_1) &= \rho^{\vec{r},\cap}(\lambda_2). \end{aligned} \quad (2.7)$$

L'hypothèse fondamentale de la thermoréfectométrie consiste en l'invariance du facteur de diffusion pour des longueurs d'onde proches.

2.1.5 Système de thermoréfectométrie bichromatique

En mesure de température sans contact, une technique classique pour résoudre des problèmes sous-dimensionnés consiste à construire un système multispectral à deux ou plusieurs longueurs d'onde (cf. chapitre 1). En introduisant l'hypothèse d'invariance du facteur de diffusion en fonction de la longueur d'onde, le système multispectral minimal repose sur deux longueurs d'onde. L'équation (2.4) est donc ré-écrite pour deux longueurs d'onde λ_1 et λ_2 (avec $\lambda_1 < \lambda_2$) comme suit :

$$\begin{aligned} L_0(\lambda_1, T_L^{\vec{r}}) &= (1 - \rho^{\vec{i},\vec{r}}(\lambda_1, T) \eta^{\vec{r},\vec{i}}(T)) L_0(\lambda_1, T) \\ L_0(\lambda_2, T_L^{\vec{r}}) &= (1 - \rho^{\vec{i},\vec{r}}(\lambda_2, T) \eta^{\vec{r},\vec{i}}(T)) L_0(\lambda_2, T) \end{aligned} \quad (2.8)$$

Le système de thermoréfectométrie bichromatique se base sur deux mesures ($T_L^{\vec{r}}$ et $\rho^{\vec{i},\vec{r}}$) à deux longueurs d'onde (λ_1 et λ_2), et sur une hypothèse d'invariance du facteur de diffusion à ces deux longueurs d'onde.

La construction d'un système bichromatique associée à l'hypothèse d'invariance du facteur de diffusion aux deux longueurs d'onde de mesure proches permet de déterminer la température vraie de la surface observée.

2.1.6 Synthèse

La méthode de thermoréfectométrie comporte donc deux phases :

- Mesure des températures de luminance : Cette phase de thermographie classique consiste en la transformation du flux thermique détecté en températures de luminance, ces dernières contenant des informations de température et d'émissivité qui ne peuvent a priori pas être découplées.
- Mesure indirecte de l'émissivité par réflectométrie : Cette phase de réflectométrie exploite la mesure du flux réfléchi afin de déterminer la réflectivité bidirectionnelle. La méconnaissance de la réflectivité directionnelle hémisphérique est compensée par l'introduction du facteur de diffusion, a priori inconnu, relatif au type de réflecteur visé. L'hypothèse fondamentale de la méthode consiste à considérer ce paramètre comme invariant pour les deux longueurs d'onde voisines, ce qui est équivalent à une homothétie sur les formes des distributions des réflectivités dans l'hémisphère.

Avec cette hypothèse, les équations radiométriques sont ensuite écrites pour deux longueurs d'onde. Ainsi, le système de thermoréfectométrie bichromatique est formé et il comporte quatre entrées, se base sur une hypothèse et une méthode de résolution, et fournit deux sorties qui sont la température vraie et le facteur de diffusion, notées $\hat{T}$ et $\hat{\eta}$, comme le montre le schéma 2.2. Comme tout système bichromatique, ce système comporte également deux paramètres d'ajustement qui sont les longueurs d'onde λ_1 et λ_2 . Dans la suite du manuscrit, nous évaluons le système avec des données issues de la caractérisation des matériaux menée dans le chapitre 1 et de la génération des entrées présentée dans le sous-chapitre 2.2. Ensuite, la première étape de l'évaluation de la méthode, menée dans le sous-chapitre 2.3, consiste à déterminer le domaine de validité du système thermoréfectométrique. L'objectif est de

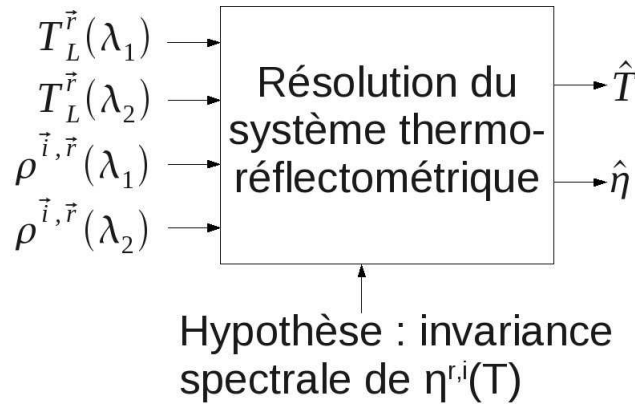


FIG. 2.2 – Schéma fonctionnel du système de thermoréfectométrie.

déterminer l'unicité ou non de la solution du système, en fonction des domaines de variation des grandeurs physiques en présence. Une fois le système bien maîtrisé, une étude de sensibilité par rapport au respect de l'hypothèse fondamentale sur le facteur de diffusion est menée dans le sous-chapitre 2.4. L'influence du choix des longueurs d'onde et des émissivités spectrales est discuté afin de définir une configuration optimale. Enfin, pour compléter les résultats précédents, les performances et la robustesse du système pour les matériaux de la base de données sont évaluées dans les sous-chapitres 2.5 et 2.7 par simulation. Dans cette dernière partie, le respect de l'hypothèse est supposé parfait, et seul le système thermoréfectométrique est étudié.

2.2 Génération des données de simulation

Ce sous-chapitre est consacré à la génération des données d'entrées du système à partir des propriétés thermo-optiques des matériaux représentatifs du chapitre 1.

2.2.1 Description de la procédure de génération des données

Pour la simulation, nous appliquons la même méthodologie sur les matériaux de la base de données, dont les propriétés thermo-optiques ont été caractérisées au chapitre 1 (émissivité directionnelle, facteur de diffusion). A partir de ces propriétés et d'une température vraie prédéterminée, les entrées du système (réflectivités bidirectionnelles, températures de luminance) sont calculées. Ensuite, du bruit est spécifiquement ajouté en fonction des études menées. Le schéma 2.3 synthétise la génération des données d'entrée. Le système d'équation (2.8) est ensuite résolu et les valeurs estimées (température et facteur de diffusion), notées $\hat{x}$ sont comparées aux valeurs injectées initialement.

2.2.2 Calcul des données d'entrée du système thermoréfectométrique

Les émissivités et les facteurs de diffusion étant connus, la première entrée du système, la réflectivité bidirectionnelle $\rho^{\vec{i},\vec{r}}(\lambda_i, T)$, est calculée à partir de l'équation (2.3). La température de luminance $T_L^{\vec{r}}$ est déterminée à partir de la température "cible" T et de l'émissivité spectrale directionnelle, suivant l'équation (2.1). La température 'cible' a été choisie à $T = 1000^\circ\text{C}$, cas le plus critique pour tester la précision de la méthode, comme le montre l'équation (1.34). Les deux entrées sont affichées sur les figures 2.4 et 2.5.

Les variations des températures de luminance suivent celles de l'émissivité, sauf pour l'Alumine. Les lois physiques sont bien respectées : température de luminance toujours inférieure

2.2. Génération des données de simulation

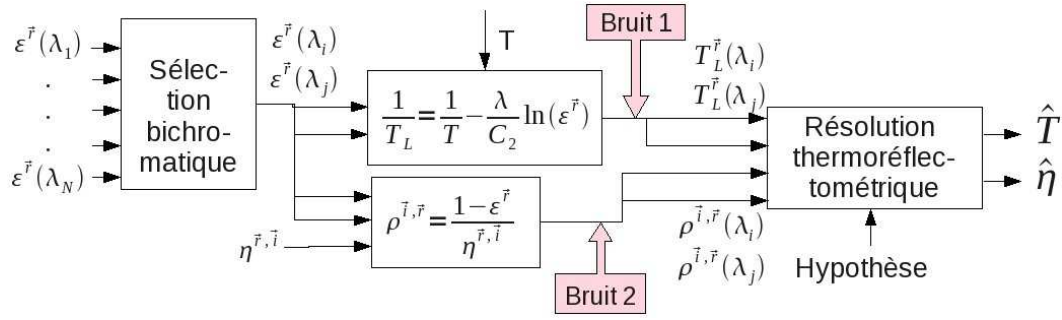


FIG. 2.3 – Méthodologie de la génération des données d'entrée et de simulation de la méthode.

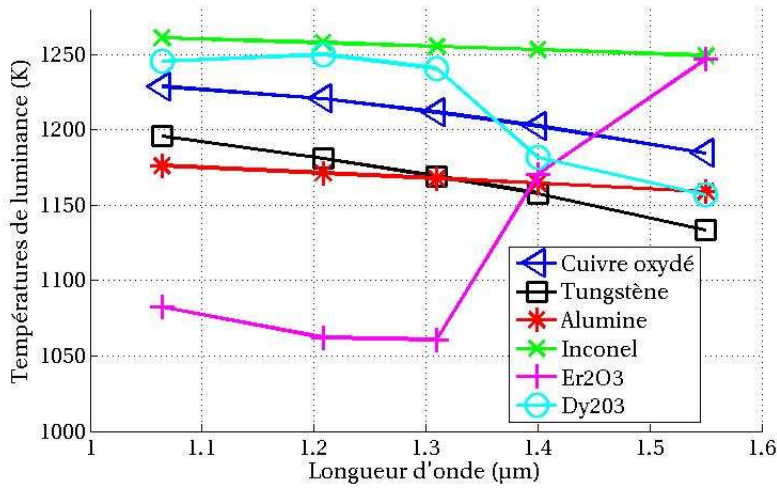


FIG. 2.4 – Températures de luminance pour différents échantillons de matériaux en fonction de la longueur d'onde *PIR*.

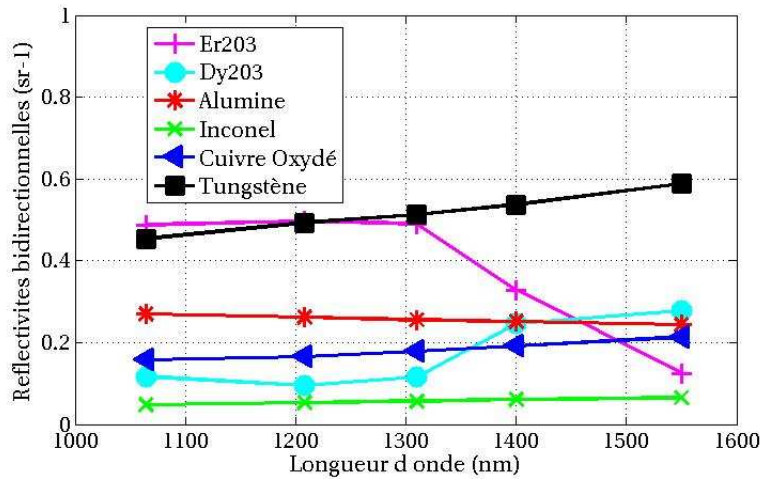


FIG. 2.5 – Réflectivités bidirectionnelles pour différents échantillons de matériaux en fonction de la longueur d'onde *PIR*.

à la température vraie et d'autant plus faible que l'émissivité est basse. Au contraire, les variations des réflectivités sont inversées par rapport aux émissivités, cette fois pour tous les

matériaux. Les plus hautes valeurs de réflectivité sont obtenues pour le Tungstène, du fait de son comportement spéculaire.

En résumé, pour les métaux, les valeurs des réflectivités bidirectionnelles sont croissantes avec la longueur d'onde et les valeurs des températures de luminance sont décroissantes. Les deux entrées varient donc en sens inverse. Au contraire, pour l'Alumine, les deux entrées varient dans la même direction, elles sont décroissantes. Les variations d'émissivité pour l'Alumine ne sont pas assez importantes pour compenser la variation en longueur d'onde, comme décrit dans l'équation (2.1). Pour les oxydes de Dysprosium et d'Erbium, les deux tendances sont observées du fait de l'inversion des variations spectrales dans le proche infrarouge.

2.3 Domaine de validité du système thermoréfectométrique : Étude des solutions

Dans ce sous-chapitre est présenté le domaine de validité du système de thermoréfectométrie bichromatique à travers l'étude des solutions du système en fonction des valeurs de ses entrées.

2.3.1 Domaine de validité des sorties du système

L'analyse du système (2.8) permet dans un premier temps de déterminer le domaine de variations des sorties du système qui sont les suivantes :

- Température vraie T : selon l'équation (2.1), la température vraie est toujours plus élevée que la température de luminance. Ainsi, pour deux longueurs d'onde, la température doit être supérieure au maximum des deux valeurs de températures de luminance : $T \geq T_0 = \max(T_L^{\vec{r}}(\lambda_1), T_L^{\vec{r}}(\lambda_2))$. La plage de variation de la température vraie sera donc de $[T_0; 1000]^\circ C$.
- La facteur de diffusion $\eta^{\vec{r}, \vec{i}}$: à partir de l'équation (2.3), le facteur de diffusion doit être inférieur ou égal à l'inverse du maximum des deux réflectivités bidirectionnelles : $\eta^{\vec{r}, \vec{i}} \leq \eta_0^{\vec{r}, \vec{i}} = 1/(\max(\rho^{\vec{i}, \vec{r}}(\lambda_1), \rho^{\vec{i}, \vec{r}}(\lambda_2)))$. La plage de variation du facteur de diffusion est de $[0; \eta_0^{\vec{r}, \vec{i}}]$.

2.3.2 Approche de résolution

Bien que le prototype soit décrit ultérieurement, il est important de souligner ici que le système (2.8) doit être résolu pour chaque pixel de la caméra choisie dans notre étude comme détecteur. Une méthode itérative consistant, à chaque itération, à incrémenter le facteur de diffusion et à calculer l'écart entre les deux équations radiométriques pour déterminer l'intersection des deux équations est à proscrire en raison du temps de calcul. Le système (2.8) est alors ramené à un problème de minimisation unidimensionnelle sans contrainte avec deux orientations possibles :

- Résolution par détermination du facteur de réflexion : la température T est exprimée en fonction de $\eta^{\vec{r}, \vec{i}}$ à l'aide d'une des deux équations puis, par remplacement, une fonction coût f_η de $\eta^{\vec{r}, \vec{i}}$ est obtenue et il faut en trouver les zéros. Cette méthode s'est révélée instable numériquement en raison d'un conditionnement mal adapté de la fonction coût.
- Résolution par détermination de la température : le facteur de diffusion $\eta^{\vec{r}, \vec{i}}$ est exprimé en fonction de T à l'aide d'une des deux équations puis, par remplacement, une fonction coût f_T de T (cf. equ. (2.9)) est obtenue et il faut en trouver les zéros. Le calcul détaillé de cette fonction est présenté en annexe C.

2.3. Domaine de validité du système thermoréfectométrique : Étude des solutions

$$f(T) = \exp\left(\frac{-C_2}{\lambda_2} \left(\frac{1}{T_L^{\vec{r}}(\lambda_2, T)} - \frac{1}{T}\right)\right) + \frac{\rho_{\vec{r}}^{\vec{r}}(\lambda_2, T)}{\rho_{\vec{r}}^{\vec{r}}(\lambda_1, T)} \left(1 - \exp\left(\frac{-C_2}{\lambda_1} \left(\frac{1}{T_L^{\vec{r}}(\lambda_1, T)} - \frac{1}{T}\right)\right)\right) - 1 \quad (2.9)$$

Cette approche permet la détermination de la température vraie. Le facteur de diffusion est déterminé par remplacement direct dans l'équation restante.

2.3.3 Analyse de la fonction coût : Nombre de solutions

En première approche, la fonction coût $f(T)$ est tracée pour trois matériaux de la base de données présentant trois types de variations de l'émissivité en fonction de la longueur d'onde. L'émissivité du Tungstène décroît avec la longueur d'onde, celle de l'Alumine croît faiblement et celle de l'Erbium croît fortement. De plus, les conditions de simulations sont : une température 'cible' de 1000°C et des longueurs d'onde $\lambda_1 = 1064\mu\text{m}$ et $\lambda_2 = 1550\mu\text{m}$. Pour ces matériaux et dans ces conditions, la fonction $f(T)$ est tracée en fonction de la température sur la figure 2.6.

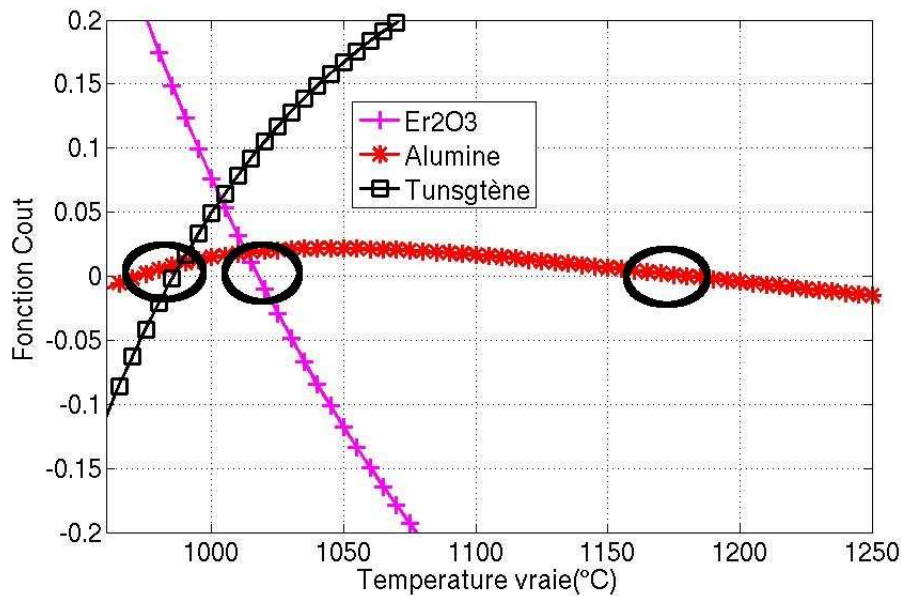
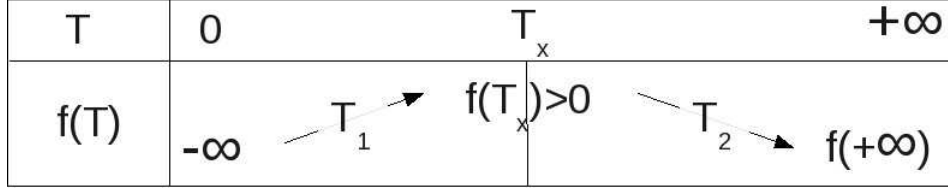


FIG. 2.6 – Variation de la fonction coût $f(T)$ de l'alumine, de l'oxyde d'Erbium (Er_2O_3) et du Tungstène en fonction de la température.

Pour l'oxyde d'Erbium et le Tungstène, l'unicité de la solution est mise en évidence. Cependant, pour l'Alumine, une double solution est observée dans l'intervalle de résolution. Les autres matériaux de la base de données ont été testés, et ils présentent tous une solution unique.

L'étude approfondie de la fonction coût (2.9) est nécessaire pour une prédiction complète du nombre de solutions. L'analyse mathématique détaillée est portée dans l'annexe C, et seul le résumé des résultats est présenté dans ce paragraphe. L'évolution et les limites de la fonction coût sont représentées dans le tableau 2.7.

La fonction coût présente toujours une partie croissante et une partie décroissante en fonction de la température. Le sens de variation s'inverse à un point d'inflexion T_x , dont l'expression est connue analytiquement (cf. annexe C).


 FIG. 2.7 – Évolution de la fonction coût $f(T)$ (2.9) en fonction de la température.

$$\text{avec } T_x = \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\frac{\lambda_1 \lambda_2}{C_2} \ln \left(\frac{\lambda_2 \cdot \rho^{\vec{i}, \vec{r}}(\lambda_2, T)}{\lambda_1 \cdot \rho^{\vec{i}, \vec{r}}(\lambda_1, T)} + \frac{\lambda_1}{T_L^{\vec{r}}(\lambda_2, T)} - \frac{\lambda_2}{T_L^{\vec{r}}(\lambda_1, T)} \right)} \quad (2.10)$$

$$\text{et } f(\infty) \rightarrow \exp \left(\frac{-C_2}{\lambda_2 \cdot T_L^{\vec{r}}(\lambda_2, T)} \right) + \frac{\rho^{\vec{i}, \vec{r}}(\lambda_2, T)}{\rho^{\vec{i}, \vec{r}}(\lambda_1, T)} \exp \left(\frac{-C_2}{\lambda_1 T_L^{\vec{r}}(\lambda_1, T)} \right) - 1$$

Une double solution, notée T_2 , peut exister si $f(\infty) < 0$. L'étude de la variation de $f(\infty)$ (cf. annexe C) montre que dans le domaine spectral *PIR* et dans la gamme thermique considérée, $f(\infty)$ est négative lorsque $\varepsilon_2 > \varepsilon_1$. Pour la base de données étudiée, ces caractéristiques correspondent à seulement deux cas : l'Alumine et l'oxyde d'Erbium. Or, lorsque $\varepsilon_2 > \varepsilon_1$, seuls les matériaux satisfaisant à la condition (2.11) présentent une double solution.

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2} > \frac{\ln(\varepsilon^{\vec{r}}(\lambda_2, T))}{\ln(\varepsilon^{\vec{r}}(\lambda_1, T))} \quad (2.11)$$

Les deux conditions précédentes peuvent être réunies dans l'assertion suivante :

Seuls les matériaux présentant une faible croissance de l'émissivité présentent une double solution du point de vue de la méthode de thermoréfectométrie.

Pour notre base de donnée, seule l'Alumine est concernée par cette double solution. Cette seconde solution biaisée pour les matériaux à faible croissance d'émissivité, de type Alumine, peut être annulée en introduisant des fonctions de contraintes dans la résolution du système (typiquement $T < T_x$) ou en introduisant une troisième longueur d'onde (cf. article [Her05]).

2.4 Sensibilité du système thermoréfectométrique par rapport au respect de l'hypothèse fondamentale

Dans ce sous-chapitre est discuté l'hypothèse d'invariance du facteur de diffusion à deux longueurs d'onde et sa conséquence sur l'erreur en température vraie. Dans un premier temps, la relation fondamentale entre l'erreur relative commise sur la température est exprimée en fonction de l'erreur relative sur le facteur de diffusion. Tout d'abord, cette équation révèle que l'erreur relative en température est linéairement dépendante de l'erreur relative en facteur de diffusion. Sa variation expérimentale dans le proche infrarouge est présentée dans le sous-chapitre 2.4.2. Ensuite, l'erreur en température est fonction de deux termes : l'un est lié au paramétrage de la méthode et l'autre est relatif au type de matériau visé. Ces termes sont évalués séparément pour les matériaux de notre base de données et nos paramétrages envisagés dans les sous-chapitre 2.4.3 et 2.4.4. Enfin, le dernier sous-chapitre englobe les termes précédents et conclut sur la sensibilité de la méthode à l'hypothèse principale.

Il est important d'insister sur le fait que cette étude n'évalue que l'impact du non respect de l'hypothèse sur la température vraie. En aucun cas, elle n'établit l'incertitude totale de la

2.4. Sensibilité du système thermoréfectométrique par rapport au respect de l'hypothèse fondamentale

méthode, et a pour seul objectif de fournir des éléments de réponse sur les choix des longueurs d'onde qui minimisent l'impact de l'hypothèse sur la température vraie.

2.4.1 Relation entre l'erreur sur la température et celle sur le facteur de diffusion

Le calcul de l'erreur sur la température vraie se base sur l'équation (1.35), reliant l'erreur en température à l'erreur sur l'approximation de l'émissivité pour un système bichromatique. Pour la méthode de thermoréfectométrie, l'émissivité est remplacée par le complément à un du produit des réflectivités bidirectionnelles par le facteur de diffusion (cf. Equ.(2.2)). Il est important de noter que pour cette étude, nous supposons que les erreurs sur les entrées du système (mesures de températures de luminance et réflectivités bidirectionnelles) sont nulles. Seule la sensibilité par rapport à l'hypothèse de base est évaluée. L'équation (2.12) relie alors l'erreur relative en température et l'erreur relative sur le facteur de diffusion :

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{\lambda_r \cdot T}{\varepsilon_r \cdot C_2} \frac{\Delta \eta^{\vec{r}, \vec{i}}}{\eta^{\vec{r}, \vec{i}}} \quad (2.12)$$

avec $\lambda_r = \frac{\lambda_2 \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1}$ et $\varepsilon_r = \left| \frac{\varepsilon^{\vec{r}}(\lambda_1, T) \varepsilon^{\vec{r}}(\lambda_2, T)}{\varepsilon^{\vec{r}}(\lambda_1, T) - \varepsilon^{\vec{r}}(\lambda_2, T)} \right|$

L'erreur relative sur la température vraie est donc proportionnelle à l'erreur relative sur la facteur de diffusion. Sa variation spectrale expérimentale est présentée dans le sous-chapitre suivant. Ensuite, la variation du paramètre λ_r , relatif aux longueurs d'onde sélectionnées pour la méthode bichromatique, est examinée pour des longueurs d'onde compatibles avec les sources d'émission laser dans le proche infrarouge. Puis le paramètre ε_r est examiné, pour les matériaux de la base de données et les mêmes longueurs d'onde. Nous concluons alors sur l'influence de la combinaison des différents termes sur l'erreur relative en température.

2.4.2 Variation spectrale expérimentale du facteur de diffusion

Ce paragraphe analyse le domaine de variation du facteur de diffusion de notre base de données de matériaux. A partir des spectres du facteur de diffusion présentés sur la figure 1.10, l'écart relatif de valeurs spectrales du facteur de diffusion par rapport à sa moyenne spectrale dans l'infrarouge proche est calculé. Les résultats sont présentés dans le tableau 2.1. Le facteur de diffusion varie peu dans le proche infrarouge. Pour les métaux et l'Alumine, la

			$\frac{\eta(\lambda) - \bar{\eta}}{\bar{\eta}}$	(%)	
Matériau	1.064 μm	1.208 μm	1.310 μm	1.400 μm	1.550 μm
Oxyde d'Erbium	11	9.07	7.79	0.57	28
Oxyde de Dysprosium	0.40	6.10	3.16	4.63	4.24
Alumine	1.82	0.22	0.30	0.73	1.01
Inconel	1.12	0.08	0.18	0.76	0.62
Cuivre Oxydé	0.19	0.92	0.48	0.78	1.53
Tungstène	4.51	0.78	0.08	1.70	3.52

TAB. 2.1 – Variation spectrale du facteur de diffusion, exprimée selon la relation $\left| \frac{\eta(\lambda) - \bar{\eta}}{\bar{\eta}} \right|$, pour les matériaux de la base de donnée.

variation ne dépasse pas 5%. L'hypothèse d'invariance du facteur de diffusion est donc fondée

pour ces matériaux.

Pour les oxydes de terres rares, les variations sont plus importantes. La présence de fortes bandes d'absorption influence le comportement en réflexion. Ainsi, dans la bande de forte absorption de l'Oxyde d'Erbium, le comportement en réflexion semble devenir plus spéculaire. Le facteur de diffusion varie alors de presque 30% par rapport à sa valeur moyenne dans le proche infrarouge. Pour l'oxyde de Dysprosium, la variation est plus modérée et atteint au maximum 6%.

La variation expérimentale du facteur de diffusion est faible pour notre base de données, sauf pour l'Oxyde d'Erbium, où elle atteint 28%.

2.4.3 Variation de la longueur d'onde bichromatique

Dans ce sous-chapitre, les variations de la longueur d'onde bichromatique, notée λ_r , sont examinées pour cinq longueurs d'onde proche infrarouge compatibles avec des émissions laser. Ces variations sont affichées sur la figure 2.8. La longueur d'onde bichromatique présente

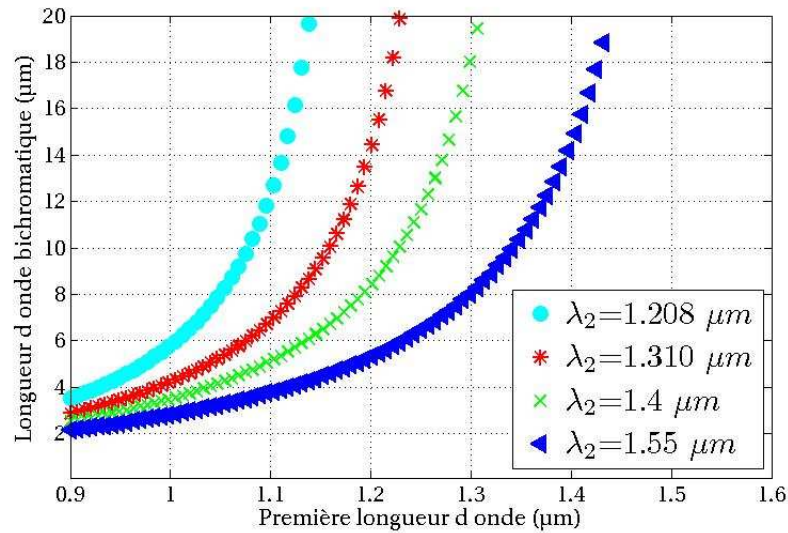


FIG. 2.8 – Variation de la longueur d'onde bichromatique en proche infrarouge.

des singularités pour la condition $\lambda_1 = \lambda_2$, où elle tend vers l'infini. Les longueurs d'onde ne doivent pas être choisies trop proches pour préserver la sensibilité à l'hypothèse de la méthode. A l'inverse, la longueur d'onde bichromatique λ_r est minimale pour une première longueur d'onde faible, et un écart entre les deux longueurs d'onde maximal. Pour le domaine proche infrarouge, elle est minimale pour les longueurs d'onde 1064nm et 1550nm.

La longueur d'onde bichromatique λ_r est élevée pour des longueurs d'onde proches. Dans ce cas, son influence étant linéaire par rapport à l'erreur relative en température, une forte sensibilité de la méthode au respect de l'hypothèse est observée.

2.4.4 Variation de l'émissivité bichromatique

Dans ce sous-chapitre, l'influence de l'émissivité bichromatique, ε_r , est examinée. Selon l'expression (2.12), l'erreur relative en température est inversement proportionnelle à l'émissivité bichromatique. Cette dernière dépend des émissivités du matériau aux deux longueurs

2.4. Sensibilité du système thermoréfectométrique par rapport au respect de l'hypothèse fondamentale

d'onde sélectionnées pour la méthode. La variation de l'émissivité bichromatique est affichée sur figure 2.9 pour la plage totale de variation des émissivités. Les matériaux de la base de données sont localisés sur la figure par des cercles noirs, pour les longueurs d'onde $1.064\mu\text{m}$ et $1.55\mu\text{m}$.

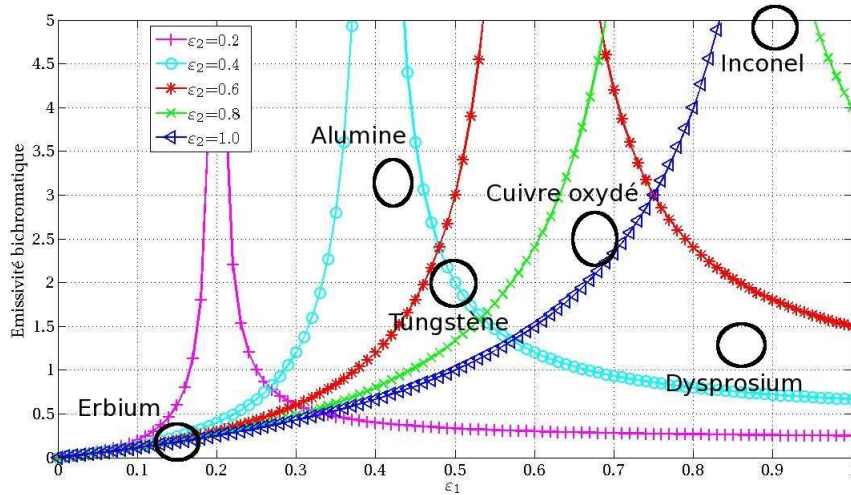


FIG. 2.9 – Emissivité bichromatique en fonction de la première émissivité pour différentes seconde émissivités.

L'émissivité bichromatique présente des discontinuités en $\epsilon_1 = \epsilon_2$, où elle tend vers l'infini. Par conséquent, **pour des corps gris**, la valeur de l'émissivité bichromatique est très élevée. Une erreur sur le facteur de diffusion a donc peu d'influence sur l'erreur en température. Au contraire, **pour des corps sélectifs** dont l'émissivité varie beaucoup, la valeur de l'émissivité bichromatique est faible. Pour ces corps sélectifs, et particulièrement pour l'oxyde d'Erbium, une forte sensibilité est notée de l'erreur relative de la température en fonction de l'erreur relative en facteur de diffusion. Plus généralement, l'émissivité bichromatique est élevée pour des matériaux émissifs (partie droite du graphe), et faible pour les matériaux dont la première longueur d'onde est inférieure à 0.1 (partie gauche du graphe).

La sensibilité de la méthode à l'hypothèse principale est élevée pour les matériaux sélectifs.

2.4.5 Variation du coefficient $\frac{\lambda_r.T}{\epsilon_r.C_2}$

Les deux sous-chapitres précédents ont établi que la longueur d'onde bichromatique est minimale pour deux longueurs d'onde éloignées dans le proche infrarouge et que l'émissivité bichromatique était maximale pour deux valeurs d'émissivité proches (les corps gris). Ces recommandations étant opposées, pour chaque matériau de la base de données, il existe donc un choix de longueurs d'onde optimal qui correspond à une valeur du coefficient $\frac{\lambda_r.T}{\epsilon_r.C_2}$ minimale. Pour chaque matériau, le coefficient est calculé pour toutes les combinaisons de longueurs d'onde λ_i , λ_l , avec $i = 1 \dots 4$ et $l = i + 1 \dots 5$ et donc toutes les combinaisons de longueur d'onde et d'émissivité bichromatiques. Les figures 2.10, 2.11 et 2.12 affichent pour chaque matériau les résultats obtenus en fonction de la différence de longueur d'onde.

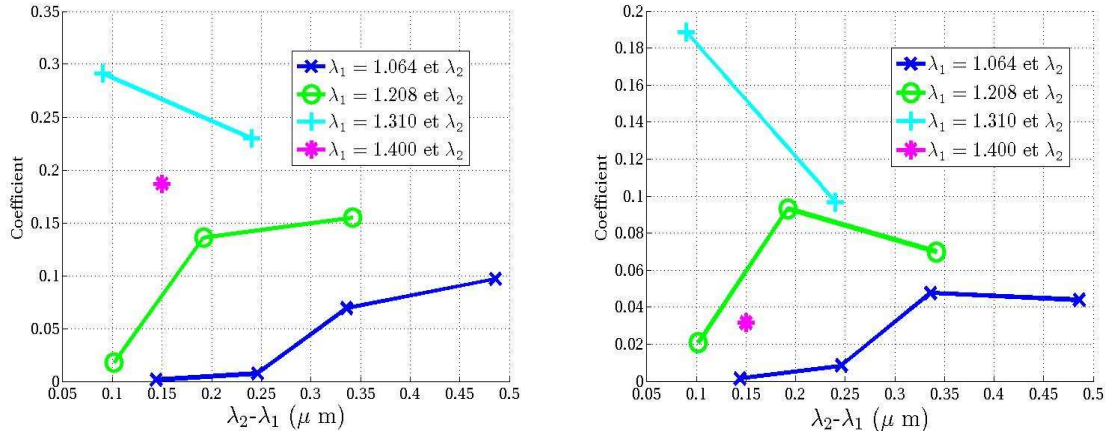


FIG. 2.10 – Coefficient $\frac{\lambda_r.T}{\epsilon_r.C_2}$ pour les matériaux Oxyde d'Erbium (gauche) et Oxyde de Dysprosium (droite) en fonction de la différence de longueur d'onde.

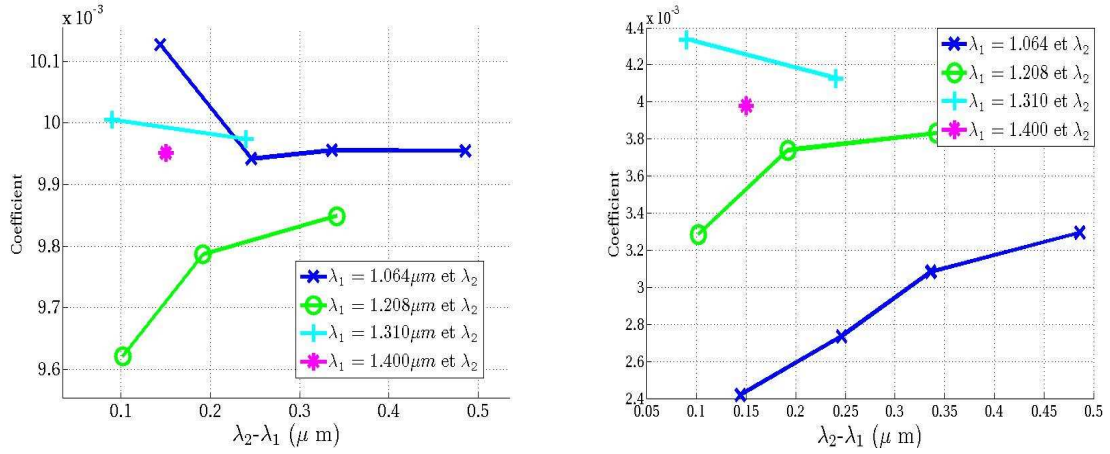


FIG. 2.11 – Coefficient $\frac{\lambda_r.T}{\epsilon_r.C_2}$ pour les matériaux Alumine (gauche) et Inconel (droite) en fonction de la différence de longueur d'onde.

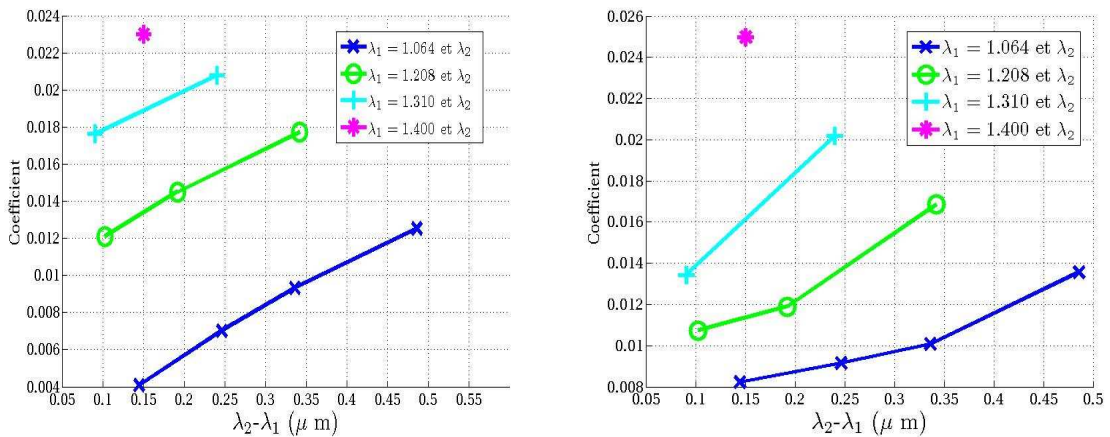


FIG. 2.12 – Coefficient $\frac{\lambda_r.T}{\epsilon_r.C_2}$ pour les matériaux Cuivre Oxydé (gauche) et Tungstène (droite) en fonction de la différence de longueur d'onde.

2.4. Sensibilité du système thermoréfectométrique par rapport au respect de l'hypothèse fondamentale

Pour les matériaux métalliques (figures 2.11, à droite, et 2.12), le coefficient $\frac{\lambda_r.T}{\varepsilon_r.C_2}$ est le plus faible pour la combinaison de longueurs d'onde $1.064\mu m$ et $1.208\mu m$. En outre, pour toutes les combinaisons de longueurs d'onde, il ne dépasse pas la valeur 0.03. Malgré une longueur d'onde bichromatique élevée, l'émissivité bichromatique est toujours suffisamment élevée pour induire un coefficient $\frac{\lambda_r.T}{\varepsilon_r.C_2}$ faible. Quelque soit le choix des longueurs d'onde, la méthode est donc peu sensible au non-respect de l'hypothèse principale. De plus cette tendance est d'autant plus vraie que les variations spectrales de l'émissivité sont faibles comme dans le cas de l'inconel, corps quasi-gris ou de l'alumine. Une erreur importance sur le facteur de diffusion peut donc être tolérée.

Pour les matériaux métalliques, proches du cas "gris", la méthode est peu sensible au non respect de l'hypothèse principale. En d'autres termes, pour ces matériaux, il n'est pas nécessaire de connaître le facteur de diffusion avec précision.

Pour les matériaux sélectifs (Er_2O_3 ; Dy_2O_3), le premier constat est que les valeurs du coefficient $\frac{\lambda_r.T}{\varepsilon_r.C_2}$ sont bien plus élevées. Elles peuvent atteindre la valeur 0.3 pour l'Oxyde d'Erbium, soit dix fois plus que pour les matériaux à faible variation d'émissivité. Le second constat est que la combinaison de longueurs d'onde induisant une sensibilité minimale est $1.064\mu m$ et $1.208\mu m$. A ces longueurs d'onde l'Oxyde d'Erbium se comporte comme un corps gris, cette conclusion rejoint donc celle émise pour les métaux. Les mêmes observations sont relevées pour l'Oxyde de Dysprosium.

Pour les matériaux sélectifs, et si les longueurs d'onde utilisées induisent des émissivités spectrale très différentes, la méthode est très sensible au non respect de l'hypothèse principale. En d'autres termes, pour ces matériaux, il est nécessaire de connaître le facteur de diffusion avec précision.

En résumé, pour chaque matériau, il existe un choix de longueurs d'onde optimal où le matériau se comporte de façon quasi-grise, et qui rend la méthode insensible à la variation de l'hypothèse principale. En effet, dans le cas d'un matériau gris, une méthode passive de type thermographie bichromatique est suffisante. La mesure de réflectivité ne fait que surdimensionner le système. La mesure indirecte de l'émissivité peut être assez fautive, sans pour autant biaiser la mesure. A l'inverse, pour un matériau sélectif, la mesure indirecte de l'émissivité est indispensable et doit être relativement précise.

2.4.6 Synthèse : variations de l'erreur relative en température ($\frac{\Delta T}{T}$)

L'équation (2.12) complète est maintenant étudiée pour montrer les effets combinés de la longueur d'onde bichromatique, de l'émissivité bichromatique et de l'erreur sur l'hypothèse d'invariance du facteur de diffusion. Elle est calculée, pour une température de $1000^\circ C$, une longueur d'onde de $1.064\mu m$ et $1.55\mu m$ et pour les différents matériaux de la base de données. Pour cette configuration, la longueur d'onde bichromatique λ_r est plutôt favorable à la méthode. Les résultats sont donnés sur la figure 2.13.

Nous constatons que le cas critique est représenté par l'**oxyde d'Erbium**. La valeur du coefficient $\frac{\lambda_r.T}{C_2\varepsilon_r}$ est élevée. Pour conserver une erreur en température de $10^\circ C$, la variation relative sur le facteur de diffusion ne doit pas différer de plus de $\frac{\Delta\eta^{\vec{r},\vec{i}}}{\eta^{\vec{r},\vec{i}}} < 8\%$. Or la mesure du facteur de diffusion, présentée sur le tableau 2.1, a montré une variation maximale de

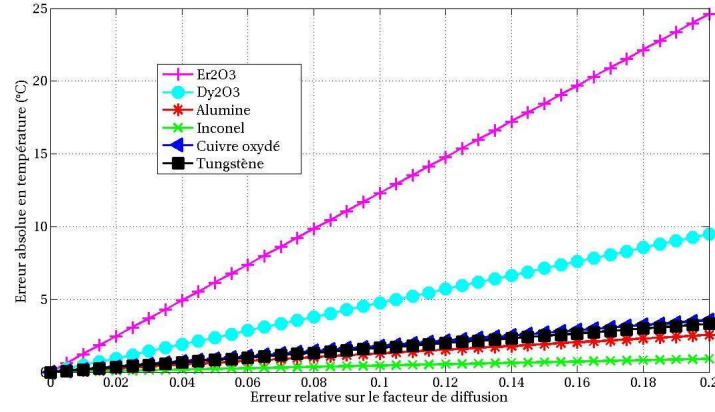


FIG. 2.13 – Erreur absolue en température en fonction de l'erreur relative sur le facteur de diffusion.

28%. L'erreur en température serait alors d'environ 30°C . Pour ce type de matériau, le choix des longueurs d'onde $1.064\mu\text{m}$ et $1.208\mu\text{m}$ nous ramène à un cas gris, donc rend la méthode moins sensible à l'hypothèse. Néanmoins, nous verrons dans le sous-chapitre suivant que ce choix de longueurs d'onde conditionne défavorablement le système de résolution de la méthode.

Pour les autres matériaux, la variation relative du facteur de diffusion n'excède pas $\frac{\Delta\eta^{\vec{r},i}}{\eta^{\vec{r},i}} < 11\%$ (cf. tableau 2.1). L'erreur maximale induite est alors d'environ 5°C qui est la moitié de celle autorisée par le cahier des charges. Dans le cas particulier de l'Inconel, qui est le matériau 'gris' de la base de donnée, l'erreur en température est la plus faible. Même si l'estimation du facteur de diffusion est faussée à 50%, la valeur de la température vraie est correcte.

Les observations précédentes peuvent être réunies dans l'assertion suivante :

L'hypothèse d'invariance du facteur de diffusion doit être d'autant plus respectée que l'écart entre les émissivités aux deux longueurs d'onde est grand. Pour l'oxyde d'Erbium et respectivement l'Inconel, la variation relative du facteur de diffusion $\frac{\Delta\eta^{\vec{r},i}}{\eta^{\vec{r},i}}$ doit être inférieure à 8% et respectivement 50% pour conserver une erreur en température inférieure à 10°C .

2.5 Sensibilité de la résolution du système bichromatique par rapport au choix des longueurs d'onde

Après le choix de la méthode, ce sous-chapitre présente la sensibilité de la résolution du système d'équations thermoréfectométrique par rapport à la sélection des deux longueurs d'onde. Pour différents paramétrages en longueur d'onde du système et pour tous les matériaux de la base de données, le système est résolu à partir des grandeurs d'entrées de simulation (température de luminance et réflectivités bidirectionnelles). Dans cette partie, le respect de l'hypothèse est supposé parfait, et seul le conditionnement des deux équations à deux longueurs d'onde est étudié. De plus, les grandeurs d'entrées x du système sont bruitées. Un bruit gaussien est ajouté, en définissant $\tilde{x}_j = x_j + \nu_j$ où ν est le j^{me} tirage sur N tirages ($j = 1 \dots N$) d'une variable aléatoire suivant une distribution Gaussienne $\mathcal{N}(0, \sigma_x^2)$ de moyenne nulle et d'écart type $\sigma(x)$. La température vraie estimée par résolution du système

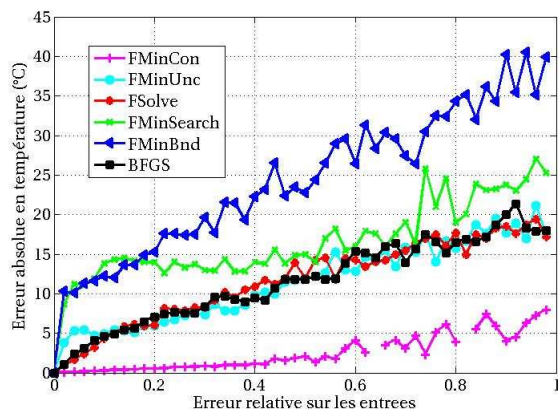
2.5. Sensibilité de la résolution du système bichromatique par rapport au choix des longueurs d'onde

est comparée à la température "cible".

2.5.1 Choix de la méthode de résolution du système thermoréfectométrique

Le système (cf. Equ.(2.8)) est résolu par des méthodes numériques introduisant des erreurs sur la sortie du système. Les multiples méthodes existantes sont comparées pour choisir la plus appropriée au système de thermoréfectométrie. Elles sont issues pour la plupart de la Toolbox Optimization de Matlab et sont adaptées à la résolution de problèmes non linéaires. La description mathématique des différentes méthodes est fournie en annexe D.

La simulation est conduite pour un couple de longueur d'onde qui maximise l'erreur, selon l'équation (1.35). Nous avons donc choisi 1.310 et 1.400 μm ($\lambda_r = 20\mu\text{m}$). Le matériau sélectionné est l'oxyde de Dysprosium, qui présente des propriétés radiatives variant fortement, ce qui garantit une bonne indépendance des équations aux deux longueurs d'onde, et l'unicité de la solution. En simulation, le matériau est porté à une température 'cible' de $T = 1000^\circ\text{C}$. Les entrées du système sont bruitées avec une valeur d'écart-type variable qui est sur la température de luminance de $\sigma(T_L) = 0$ à $5K$, et sur la réflectivité bidirectionnelle de $\sigma(\rho) = 0$ à $0.01sr^{-1}$. Le nombre de tirage est de $N = 100$. Pour chaque matériau, le système d'équations (2.8) est résolu. Finalement, pour chaque méthode de résolution, la valeur moyenne de l'erreur $\bar{\varepsilon}(T) = \text{moy} |\hat{T}_j - T|$ est calculée sur les N tirages ($j = 1 \dots N$). Dans les écritures, le signe $\hat{}$ désigne la valeur estimée. La durée moyenne de résolution pour chaque méthode est prise en compte, afin d'avoir un aperçu des capacités 'temps réel' de la méthode. La méthode d'optimisation générant une erreur en température minimale est la méthode dite



Méthode	Temps moyen de résolution (ms)
FMinCon	40
FMinUnc	12
FSolve	7
FMinSearch	1
FMinBnd	1
BFGS	2

FIG. 2.14 – Moyenne de l'erreur en température $\bar{\varepsilon}(T)$ en fonction de l'écart-type normalisé (ie 100% représente $5K$ pour la température de luminance et $0.01sr^{-1}$ pour la réflectivité bidirectionnelle), à gauche ; Temps moyen de résolution en seconde par itération, à droite.

'FMinCon'. Cependant, elle montre des temps de résolution les plus élevés. Pour un application temps-réel, elle n'est donc pas adaptée.

La méthode présentant le meilleur compromis précision/temps de résolution est la méthode 'BFGS', elle est la meilleure candidate pour cette évaluation.

2.5.2 Influence du choix des longueurs d'onde bichromatiques sur la résolution du système

Les simulations présentées ici ont pour but d'étudier l'influence du choix des longueurs d'onde λ_1 et λ_2 , situées dans le PIR et compatibles avec des sources lasers. Les entrées du

système bruitées sont générées avec une valeur d'écart type sur la température de luminance de $\sigma(T_L) = 1K$, et sur la réflectivité bidirectionnelle de $\sigma(\rho) = 0.005sr^{-1}$. Le nombre de tirages est fixé à $N = 100$. Pour chaque matériau, le système d'équations (2.8) est résolu pour toutes les combinaisons de λ_i , λ_l , avec $i = 1 \dots 4$ et $l = i + 1 \dots 5$. La valeur moyenne de l'erreur $\bar{\varepsilon}(T)$ est calculée, pour chaque matériau et chaque combinaison de longueur d'onde. Les figures 2.15, 2.16 et 2.17 affichent les résultats obtenus.

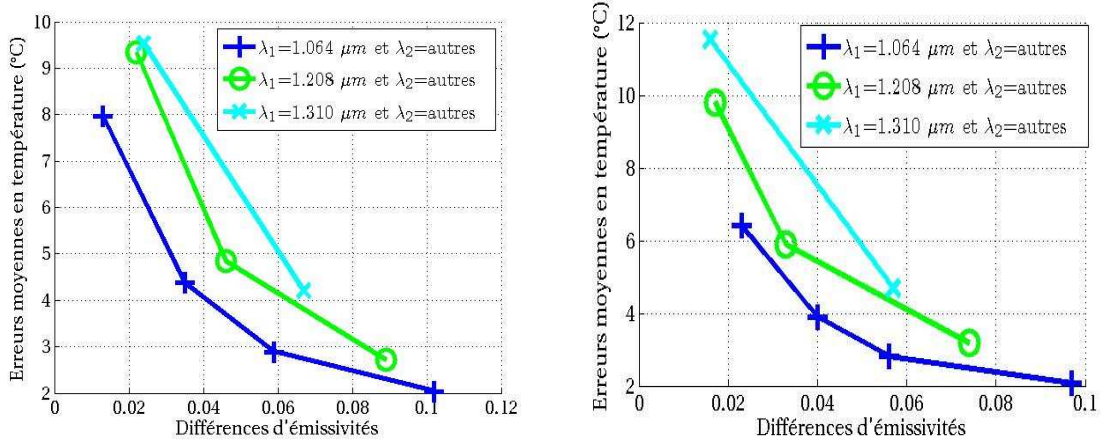


FIG. 2.15 – Moyennes des erreurs en températures $\bar{\varepsilon}(T)$ en fonction de la différence d'émissivité pour chaque combinaison de longueur d'onde et pour le Cuivre Oxydé (à gauche) et le Tungstène (à droite).

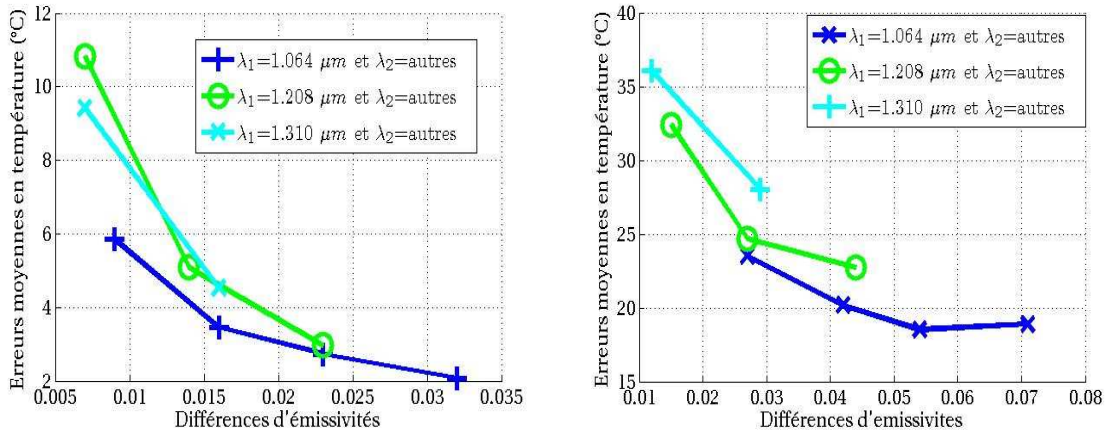


FIG. 2.16 – Moyennes des erreurs en températures $\bar{\varepsilon}(T)$ en fonction de la différence d'émissivité pour chaque combinaison de longueur d'onde et pour l'Inconel (à gauche) et l'Alumine (à droite).

Ces figures montrent que pour chaque combinaison, l'erreur la plus faible est obtenue pour les plus grandes différences d'émissivité. Cela correspond également à la plus grande différence en longueur d'onde car l'émissivité est croissante ou décroissante de manière monotone pour tous les matériaux dans la base de données. Selon les équations (2.1) et (2.3), à des valeurs d'émissivités proches aux deux longueurs d'onde correspondent des valeurs de réflectivités bidirectionnelles et de températures de luminance proches. Les équations du système (2.8) ne peuvent plus être considérées comme indépendantes dans le cas proche du corps gris.

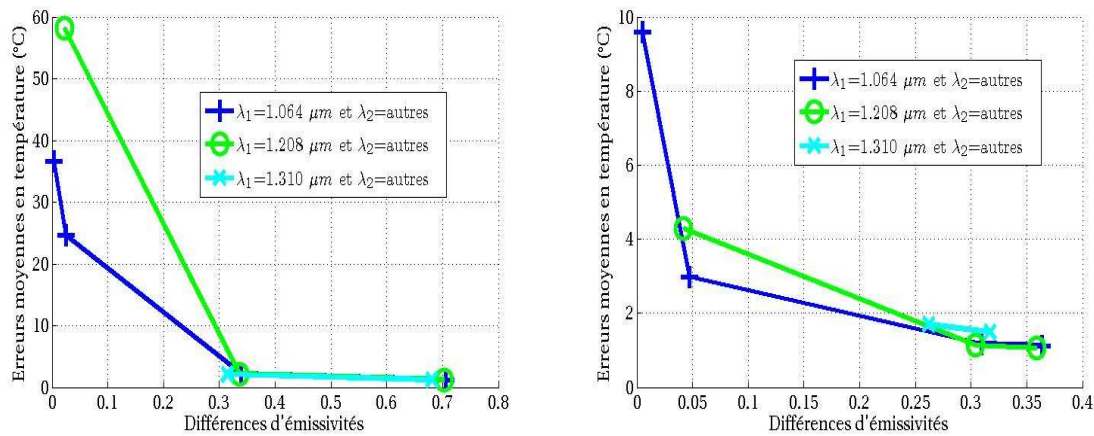


FIG. 2.17 – Moyennes des erreurs en températures $\bar{\varepsilon}(T)$ en fonction de la différence d'émissivité pour chaque combinaison de longueur d'onde et pour l'oxyde d'Erbium (à gauche) et de Dysprosium (à droite).

De plus, pour toutes les combinaisons, la précision la plus grande est obtenue pour une première longueur d'onde λ_1 la plus petite possible, et une seconde longueur d'onde λ_2 , qui produit la plus forte variation d'émissivité. Pour notre base de donnée, où l'émissivité est monotone, elle doit donc être la plus grande possible.

Des longueurs d'onde bichromatiques les plus éloignées dans le *PIR* favorise le conditionnement de la résolution du système thermoréfectométrique.

2.6 Discussion : choix des longueurs d'onde bichromatiques

D'après les deux sous-chapitres précédents, la sensibilité de la méthode de thermoréfectométrie dépend du respect de l'hypothèse de base et du choix des longueurs d'onde. Du point de vue du respect de l'hypothèse, les longueurs d'onde doivent être choisies les plus proches possibles. A l'inverse, du point de vue du conditionnement du système, la résolution est favorisée pour des longueurs d'onde les plus éloignées possibles dans le proche infrarouge. Ces deux conclusions se contredisent, un compromis doit donc être établi et il est l'objet de ce sous-chapitre.

2.6.1 Bilan des influences spectrales

Dans ce paragraphe, les principaux critères spectraux influençant la sensibilité de la méthode sont rappelés.

2.6.1.1 Longueurs d'onde proche infrarouge compatibles avec les sources d'émission laser

Les longueurs d'onde à sélectionner doivent être compatibles avec une émission de type laser. En effet, ces sources constituent un premier choix a priori pertinent pour la mesure des réflectivités bidirectionnelles, du fait de la forte densité de puissance émise. Le choix de la source d'éclairage sera affiné dans la section 3.2.

Les longueurs d'onde compatibles avec les sources d'émission laser dans le proche infrarouge sont de 1064, 1208, 1310, 1400 et 1550 nm.

Les longueurs d'onde de la thermoréfectométrie doivent être sélectionnées parmi ces dernières.

2.6.1.2 Sensibilité au respect de l'hypothèse principale

Le sous-chapitre 2.4 a montré que le non respect de l'hypothèse a une forte influence sur l'erreur commise sur la température vraie, surtout pour des matériaux très sélectifs. En outre, il a été établi que le facteur de diffusion variait sensiblement dans le proche infrarouge, et particulièrement pour l'oxyde d'Erbium.

Pour les matériaux quasiment gris, le choix des longueurs d'onde influence peu la sensibilité de la méthode au non respect de l'hypothèse. Pour les matériaux sélectifs, il est nécessaire de choisir deux longueurs d'onde qui minimisent la variation du facteur de diffusion $\frac{\Delta\eta}{\eta}$. Cette condition, somme toute prioritaire, est favorisée pour des longueurs d'onde proche, comme le montre la figure 1.10.

Du point de vue du respect de l'hypothèse de base sur le facteur de diffusion, les longueurs d'onde à implémenter au prototype de thermoréfectomètre doivent être les plus proches possible. Le critère choisi est le suivant : l'éloignement spectral des deux longueurs ne doit pas dépasser 300nm.

2.6.1.3 Sensibilité par rapport au choix des longueurs d'onde

Dans le cas où l'hypothèse d'invariance du facteur de diffusion est parfaitement respectée, l'analyse par simulation de la résolution du système thermoréfectométrique sur les matériaux de la base de données a révélé que plus les émissivité aux deux longueurs sont différentes, meilleure est la précision de la solution.

Pour les corps quasi-gris, la résolution du système est favorisée si les longueurs d'onde sont les plus éloignées possible dans le proche infrarouge.

Pour les oxydes d'Erbium et de Dysprosium, l'analyse est plus délicate. Les émissivités aux deux longueurs d'onde sont très différentes si les longueurs d'onde choisies font partie des bandes d'absorption et de réflexion du matériau. D'après la figure 1.8, la première longueur d'onde doit être 1064, 1208 ou 1310nm afin de sélectionner la bande d'absorption de l'oxyde de Dysprosium, et la seconde doit être 1550nm, pour la bande d'absorption de l'oxyde d'Erbium.

Pour les oxydes de terres rares, il est nécessaire de sélectionner les bandes de forte absorption (1064, 1208 et 1310 pour Dy_2O_3 et 1550nm pour l' Er_2O_3).

2.6.1.4 Choix des longueurs d'onde

Les considérations ci-dessus sont regroupées dans le schéma 2.18. Il présente les domaines spectraux engendrant une erreur minimale, du point de vue du respect de l'hypothèse et du conditionnement du système.

Considérant ces différentes influences, le seul couple éligible est [1310;1550]nm, où de fortes variations de l'émissivité sont dénotées pour les oxydes de terres rares. Ce choix défavorise la conditionnement du système pour les corps gris, mais d'après la section 2.5.1, l'erreur sur la température reste faible. De plus, ce couple est davantage favorable à la détermination des basses températures, car les longueurs d'onde sont situées dans la moitié supérieure du proche infrarouge.

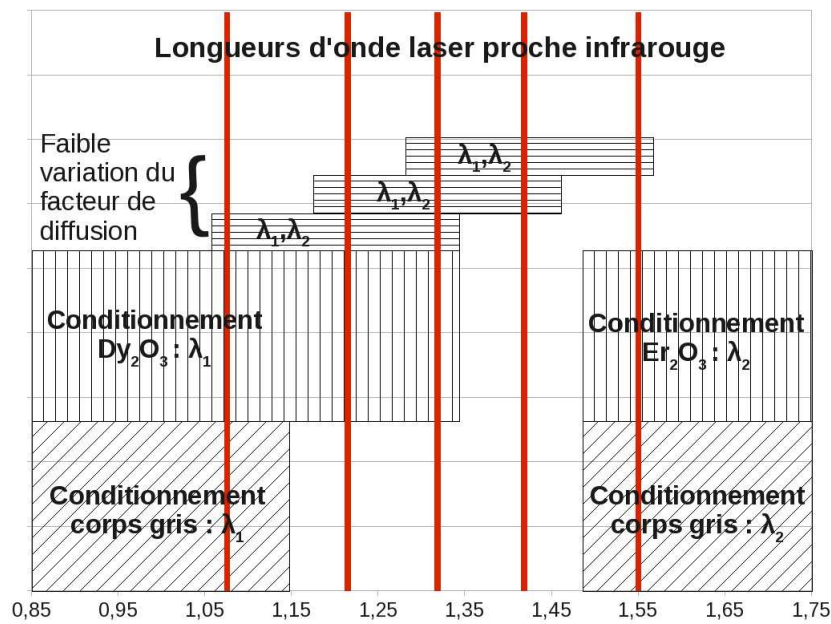


FIG. 2.18 – Synoptique du choix des longueurs d'onde bichromatiques.

	Er_2O_3	Dy_2O_3	Alumine	Inconel	Cuivre Oxydé	Tungstène
$\frac{\Delta\eta}{\eta}$ (%)	19.64	3.68	0.36	0.40	0.53	1.76

TAB. 2.2 – Variation spectrale du facteur de diffusion pour les longueurs d'onde $1.31\mu m$ et $1.55\mu m$.

Les deux longueurs d'onde permettant le compromis le plus satisfaisant le plus à tous les critères précédents sont le couple $[1310; 1550]nm$. Elles sont donc choisies en tant que longueurs d'onde de travail du thermoréfectomètre prototype.

2.6.2 Performances de la méthode aux longueurs d'onde $1.310\mu m$ et $1.55\mu m$

Les longueurs d'onde étant fixées, il est nécessaire de réévaluer les performances de la méthode pour cette configuration.

2.6.2.1 Variation de la fonction coût

La condition énoncée dans la relation (2.11) est mise en défaut par le matériau Alumine, qui induit une possible double solution. Les matériaux à faible croissance de l'émissivité sont un cas limite de la méthode de thermoréfectométrie bichromatique.

2.6.2.2 Respect de l'hypothèse principale

La variation expérimentale du facteur de diffusion $\frac{\Delta\eta}{\eta}$ pour les matériaux de la base de données est donnée tableau 2.2, pour les longueurs d'onde $1.31\mu m$ et $1.55\mu m$. La variation spectrale est importante pour l'oxyde d'Erbium Er_2O_3 , qui présente une forte bande d'absorption à la longueur d'onde $1.55\mu m$, mais néanmoins inférieure à la variation aux longueurs d'onde 1064 et 1550 nm. Pour les autres matériaux, les variations sont faibles.

L'erreur découlant par le non respect de l'hypothèse pour les longueurs d'onde $1.31\mu m$ et $1.55\mu m$ est affichée sur la figure 2.19. Pour l'Oxyde d'Erbium, matériau critique pour la méthode, un écart de 20% engendre une erreur sur la température de $50^\circ C$. Pour l'Oxyde de Dysprosium, une variation de 4% du facteur de diffusion entraîne une erreur de $5^\circ C$ sur la température vraie. En ce qui concerne les autres matériaux, les variations expérimentales du facteur de diffusion induisent une très faible erreur sur la température.

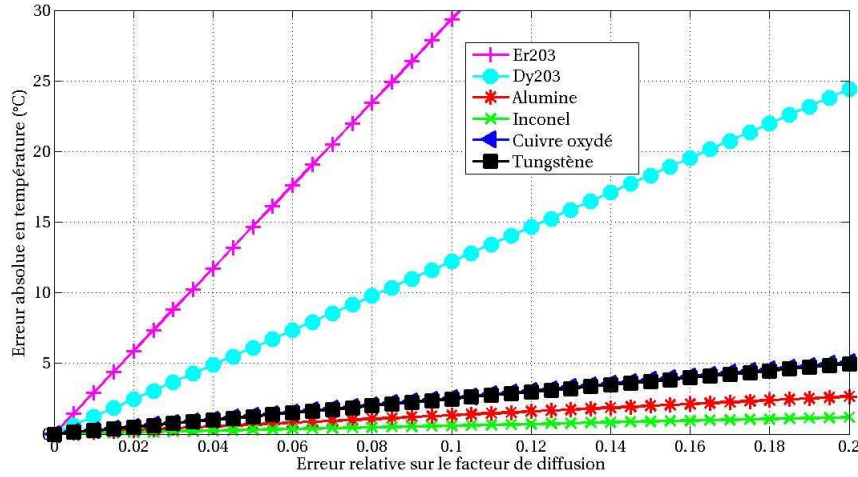


FIG. 2.19 – Erreur due au non respect de l'hypothèse pour les longueurs d'onde $1.31\mu m$ et $1.55\mu m$.

2.7 Sensibilité du système thermoréfectométrique par rapport aux grandeurs d'entrées bruitées

Nous pouvons désormais évaluer l'erreur du système thermoréfectométrique en fonction des erreurs sur les entrées (températures de luminance et réflectivités bidirectionnelles). Cette évaluation détermine le bruit toléré sur les entrées pour respecter le cahier des charges initial. Comme pour le sous-chapitre 2.5, les entrées bruitées sont simulées par l'addition d'un écart-type variable sur la température de luminance $\sigma(T_L)$ de 0 à $5K$ et sur la réflectivité bidirectionnelle $\sigma(\rho)$, de 0 à $0.01sr^{-1}$. Le nombre de tirage aléatoire a été porté à $N = 500$.

Pour tous les matériaux de la base de données, le système d'équation (2.8) est résolu dans le cas des deux longueurs d'onde $\lambda_1 = 1.310\mu m$ et $\lambda_2 = 1.550\mu m$. La moyenne de l'erreur en température $\bar{\varepsilon}(T)$ est affichée sur la figure 2.20 en fonction de l'écart-type de bruit normalisé à 100% pour les deux mesures simultanément. Cet écart-type normalisé permet la représentation sur l'axe des abscisses d'un unique bruit pour plusieurs entrées bruitées. Ainsi la valeur 100% est associée à un bruit maximal de $5K$ sur les températures de luminance et de $0.01sr^{-1}$ sur les réflectivités bidirectionnelles.

Ces résultats sont en accord avec les résultats précédents, et montrent bien que, pour un couple de longueur d'onde donné, l'erreur est moindre pour un écart en émissivité élevé. La valeur moyenne de l'erreur en température augmente deux fois plus rapidement pour les métaux que pour les oxydes de terres rares de la base.

Pour les métaux, une erreur moyenne de $10^\circ C$ à $1000^\circ C$ est enregistrée pour un écart-type sur la température de luminance de $1.8^\circ C$. Pour les réflectivités bidirectionnelles, l'écart-

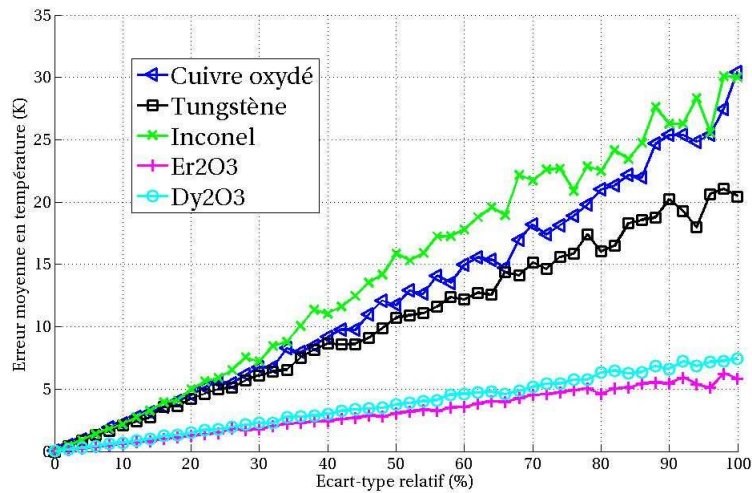


FIG. 2.20 – Moyenne de l'erreur en température $\bar{\varepsilon}(T)$ en fonction de l'écart-type normalisé (ie 100% représente 5°C pour la température de luminance et 0.01sr^{-1} pour la réflectivité bidirectionnelle).

type correspondant est de 0.0038sr^{-1} . Rappelons toutefois que ces recommandations sont obtenues pour le pire cas (Inconel) qui implique le plus mauvais conditionnement du système. **Pour les oxydes de terres rares de la base**, très sélectifs, ce niveau de précision en températures vraies est obtenu pour un écart-type en température de luminance de 3.5°C et en réflectivités bidirectionnelles de 0.007sr^{-1} .

En conclusion, pour que le thermoréfectomètre réalise une mesure à 1000°C avec une précision de 10°C , la mesure de température de luminance doit être réalisée avec une précision de 1.8°C et la mesure de réflectivité bidirectionnelle doit être effectuée avec une précision de 0.0038sr^{-1} .

Ces spécifications constituent le cahier des charges étendu de la méthode, et le prototype développé dans le chapitre 4 devra respecter ces conditions.

2.8 Conclusion : sensibilité de la méthode

La méthode de thermoréfectométrie est une méthode associant la mesure des températures de luminance et des réflectivités bidirectionnelles à deux longueurs d'onde. La détermination de la température vraie est rendue possible par l'écriture des équations radiométriques à deux longueurs d'onde et par l'hypothèse d'invariance spectrale du facteur de diffusion. Dans ce chapitre, chaque élément a été examiné point par point, afin de détacher les grandeurs d'influences principales, d'évaluer la sensibilité de la méthode et de déterminer quel paramétrage favorise la mesure de température.

Tout d'abord, la sensibilité au non-respect de l'hypothèse principale a été examinée. **Pour les matériaux métalliques** (avec une faible variation de l'émissivité), la méthode est peu sensible au respect de l'hypothèse. L'erreur relative sur le facteur de diffusion peut être importante sans que l'erreur sur la température vraie le soit.

A l'inverse, **pour les matériaux sélectifs** (avec une forte variation d'émissivité), l'erreur relative sur le facteur de diffusion doit être faible. La méthode est sensible au non-respect

de l'hypothèse principale. A ce titre, l'Oxyde d'Erbium représente le matériau critique de la base, car la variation spectrale de son facteur de diffusion est la plus importante. L'hypothèse de base doit être donc la plus rigoureusement respectée. Sur ce matériau, l'erreur induite par le non-respect de l'hypothèse peut atteindre $50^{\circ}C$ à $1000^{\circ}C$.

Dans un second temps, l'hypothèse de la méthode est posée comme strictement respectée. L'influence du paramétrage de la méthode (choix des longueurs d'onde, système de résolution numérique), est évalué par simulation. Cette étude établit clairement que pour une résolution optimale du système thermoréfectométrique, les niveaux d'émissivités aux longueurs d'onde choisies doivent être les plus différents possibles. Dans ces conditions, les équations sont indépendantes et la solution est déterminée avec précision. La variation de l'émissivité étant monotone pour la base de données considérée, les longueurs d'onde favorisant cet état de fait sont les longueurs d'onde $1.064\mu m$ et $1.55\mu m$.

En combinant les conclusions précédentes, une attention particulière doit être apportée au respect de l'hypothèse principale pour les matériaux sélectifs à ces longueurs d'onde (Oxyde d'Erbium et de Dysprosium). En effet, les fortes différences d'émissivités à ces longueurs d'onde impliquent un très bon conditionnement du système, mais une forte sensibilité au non respect de l'hypothèse principale. Or, pour ces longueurs d'onde, une variation maximale du facteur de diffusion est observée expérimentalement.

Ensuite, afin de modérer les variations de $\frac{\Delta\eta^{\vec{r},\vec{i}}}{\eta^{\vec{r},\vec{i}}}$, les longueurs d'onde optimales doivent impliquer une variation moindre du paramètre clé de la méthode : le facteur de diffusion. De ce point de vue primordial, il est préférable d'avoir deux longueurs d'onde les plus proches possibles (cf tableau 2.1), qui minimise l'impact du non respect de l'hypothèse sur la température, et particulièrement pour les oxydes de terres rares. Ce compromis délicat sur le choix des longueurs d'onde à implémenter au prototype a permis de sélectionner les longueurs d'onde du prototype : $1.31\mu m$ et $1.55\mu m$.

Finalement, la précision à respecter sur les entrées du système a également été évaluée. Pour respecter le cahier des charges, la température de luminance doit être mesurée à $1.8^{\circ}C$ près, et la mesure des réflectivités bidirectionnelles doit être réalisée avec une précision minimale de $0.0038sr^{-1}$.

Les études relatives à ce chapitre ont prouvé la faisabilité théorique de la méthode de thermoréfectométrie. Un choix pertinent des longueurs d'onde bichromatiques et du système de résolution numérique rend possible une mesure de température précise à $10^{\circ}C$ sur une gamme thermique étendue de 0 à $1000^{\circ}C$, sur tout type de matériau.

L'Alumine, de par sa double solution, et l'Oxyde d'Erbium, de par sa forte sensibilité au non respect de l'hypothèse, ont été identifiés comme des matériaux limites de la méthode.

En outre, les entrées du système sont des mesures, réalisées par des capteurs non idéaux. Leurs imperfections introduisent des erreurs. Le chapitre suivant s'attache à évaluer ces incertitudes, et à vérifier si ces dernières sont compatibles avec les exigences du cahier des charges. Il traite du dimensionnement du prototype de thermoréfectomètre.

3

Conception et dimensionnement du thermoréfectomètre

Sommaire

3.1	Dimensionnement de la mesure de température de luminance . . .	60
3.1.1	Signal généré par le détecteur en phase passive	60
3.1.2	Modèle radiométrique sélectionné en proche infrarouge	61
3.1.3	Procédure de simulation pour le paramétrage du modèle radiométrique par rapport aux caractéristiques de la chaîne de mesure	62
3.1.4	Influence de la largeur du filtre sur le paramétrage du modèle radiométrique	63
3.1.5	Influence de la distribution spectrale du filtre sur le paramétrage du mo- dèle radiométrique	66
3.1.6	Synthèse	66
3.2	Dimensionnement de la mesure de réflectivité bidirectionnelle . . .	67
3.2.1	Signal généré par le détecteur en phase active	67
3.2.2	Rappels sur les sources d'éclairement surfaciques	69
3.2.3	Procédure de simulation pour le choix de la source d'éclairement en fonc- tion de la largeur spectrale des filtres	71
3.2.4	Choix de la source d'éclairement en fonction de la largeur spectrale des filtres	72
3.3	Analyse du respect de la relation fondamentale avec des grandeurs intégrées	75
3.3.1	Importance du respect de la loi de Kirchhoff	75
3.3.2	Procédure de simulation pour tester le respect de la loi de Kirchhoff . .	76
3.3.3	Choix de la distribution spectrale du filtre	77
3.3.4	Choix de la largeur spectrale du filtre	78
3.3.5	Synthèse	78
3.4	Synthèse sur le dimensionnement des composants	79
3.4.1	Enseignements	79
3.4.2	Performances aux longueurs d'onde $[1.310\mu m; 1.55\mu m]$	79

Ce chapitre traite de la conception du thermoréfectomètre prototype et du dimensionnement de ses composants. Par rapport au chapitre précédent, les grandeurs mises en jeu dans le

système thermoréfectométrique ne sont plus strictement monochromatiques mais sont maintenant intégrées sur le domaine spectral du dispositif de mesure et selon une direction. Le problème de ce chapitre est de concevoir la chaîne de mesure, d'un point de vue radiométrique et réflectométrique, et donc de choisir le domaine spectral d'intégration en forme et en amplitude, qui minimise les écarts de mesure. De plus, la validité de la relation fondamentale de la méthode doit être étudiée dans le cas de grandeurs intégrées sur une bande spectrale. Cette étude est menée grâce à des simulations reposant sur les propriétés radiatives des matériaux de la base de données présentées chapitre 1 et au regard du cahier des charges des mesures établi au chapitre 2. Nous verrons que les choix des composants ne sont pas anodins, et que les conséquences sur les performances finales sont fortes.

Le premier sous-chapitre analyse le principe de la mesure des températures de luminance avec un détecteur équipé d'un filtre de largeur spectrale donnée. Cette mesure utilise un modèle radiométrique paramétré en fonction de la gamme spectrale et thermique visée. Après la simulation de mesures avec différents filtres, nous concluons sur l'ordre à imposer au modèle.

Dans le deuxième sous-chapitre, nous procédons au choix du couple filtre/source d'éclairement optimal pour une mesure précise des réflectivités bidirectionnelles. L'étude en simulation de l'importance du signal réfléchi par rapport au signal émis à 1000°C , pour différentes sources d'éclairement surfacique, permet d'identifier la source la plus adaptée à la thermoréfectométrie.

Enfin, dans le troisième sous-chapitre, l'influence de la distribution spectrale du filtre (gaussien, uniforme) est traitée. Par simulation, et sur un corps d'étude choisi très sélectif (Er_2O_3), l'écart entre les températures de luminance en mesures avec filtre et en mesures monochromatiques est calculé. Cet écart est minimal pour une certaine distribution spectrale, qui favorise la représentativité monochromatique de la mesure intégrée de la température de luminance, donc, par extension, le respect des lois de Kirchhoff.

A l'issue de ce chapitre, les filtres et la source d'éclairement à implémenter sur le prototype sont entièrement dimensionnés.

3.1 Dimensionnement de la mesure de température de luminance

Lors de la phase passive de la mesure, la source d'éclairement étant éteinte, la quantification du rayonnement thermique issu de la surface observée donne accès à la température de luminance du corps. Le détecteur délivre un signal numérique proportionnel à l'intégrale de la luminance émise par le corps porté à une température T . Ce signal I_{dc}^E dépend donc des caractéristiques spectrales du détecteur associé à l'optique et au filtre utilisé de longueur d'onde centrale λ_c et de largeur spectrale $\Delta\lambda$. La réponse spectrale $\zeta(\lambda)$ englobe la distribution spectrale du détecteur, de l'optique et du filtre. Après l'étalonnage du système sur un corps noir, le signal du détecteur est converti en température de luminance au moyen du modèle radiométrique qui relie la température au signal mesuré. Le schéma synoptique de la mesure de température de luminance ainsi décomposé est présenté sur la figure 3.1.

Pour respecter le cahier des charges posé dans le chapitre 2, la mesure de la température de luminance doit être précise à 1.8°C . Ce sous chapitre étudie les différentes étapes de la mesure de la température de luminance en fonction des choix possibles, notamment les caractéristiques du filtre, pour atteindre cet objectif.

3.1.1 Signal généré par le détecteur en phase passive

La mesure de la température de luminance T_L^{r} est effectuée en quantifiant le flux émis par le corps d'étude d'émissivité ε porté à une température T . Comme l'indique l'équation (2.1),

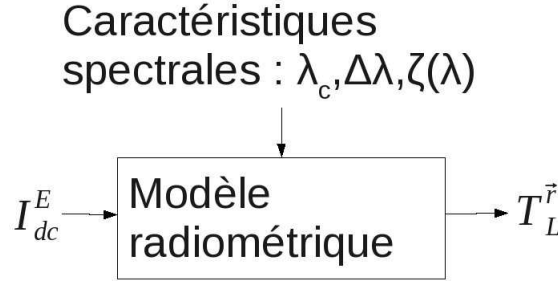


FIG. 3.1 – Schéma synoptique de la mesure de température de luminance.

la température de luminance intègre les dépendances d'émissivité et de direction. Dans le cas strictement monochromatique, pour obtenir sa valeur, après étalonnage du détecteur à l'aide d'un corps noir, il suffit de convertir la luminance détectée en température de luminance en utilisant la loi de Planck. Cependant, en conditions réelles, le cas purement monochromatique n'existe pas. Pour diverses raisons (niveaux de flux, solutions techniques industrielles mises en oeuvre), les radiomètres "monochromatiques" utilisent des filtres dits interférentiels centrés sur une longueur d'onde. La largeur de bande et la distribution spectrale de leur transmission sont deux écarts au cas monochromatique qui doivent être pris en compte. En effet, le détecteur associé à l'optique et au filtre interférentiel intègre sur une bande spectrale la luminance $L^r(\lambda, T)$ émise par le corps d'étude selon l'équation (3.1).

$$I_{dc}^E = K \cdot \int_{\Delta\lambda} \zeta(\lambda) L^r(\lambda, T) d\lambda \quad (3.1)$$

Le facteur K donne la conversion du flux reçu (en W) en Niveaux Numériques (NN). Dans notre gamme de longueur d'onde et de température, la luminance peut être décrite par l'approximation de Wien (cf. equ. (1.7)). Le signal généré par le détecteur est alors modélisé selon l'équation (3.2).

$$I_{dc}^E = K \cdot \int_{\Delta\lambda} \zeta(\lambda) C_1 \lambda^{-5} \exp\left(\frac{-C_2}{\lambda \cdot T_L^r}\right) d\lambda \quad (3.2)$$

A partir de cette équation, la détermination de la température de luminance requiert la connaissance de la réponse spectrale absolue de la chaîne de mesure $\zeta(\lambda)$. Sa détermination étant généralement difficile, un modèle radiométrique paramétré est introduit pour approximer l'intégrale autour d'une longueur d'onde effective qui nous ramène au cas monochromatique. Il assure donc la mesure directe des températures de luminance. Mais de fait, il approxime la luminance multipliée par la réponse spectrale absolue de la chaîne de mesure sur un domaine spectral restreint. Pour compenser les écarts au cas idéal monochromatique, le problème est alors de sélectionner le modèle radiométrique adapté d'une part au domaine spectral considéré et à la gamme de température étudiée, et d'autre part aux caractéristiques de la chaîne de mesure.

3.1.2 Modèle radiométrique sélectionné en proche infrarouge

Les travaux de Saunders [Sau97] ont proposé des modèles radiométriques avec des longueurs d'onde effectives dites "étendues", qui sont des fonctions polynomiales de la température. Dans le domaine proche infrarouge, sur la plage de température considérée, le modèle le plus adapté est un modèle basé sur la loi de Wien et dont l'ordre de la longueur d'onde

effective étendue est au maximum deux [Rot06]. Ce modèle est énoncé dans l'équation (3.3).

$$I_{dc}^E = A \cdot \exp \frac{-C_2}{\lambda_x T_L^F} \quad \text{avec} \quad \frac{1}{\lambda_x} = a_0 + \frac{a_1}{T_L} \left(+ \frac{a_2}{T_L^2} \right) \quad (3.3)$$

Le coefficient A contient la sensibilité spectrale de la chaîne de mesure (filtre, optique, détecteur). Toutes les dépendances en longueur d'onde sont incluses dans la longueur d'onde effective étendue λ_x . Ses coefficients a_0 (en m^{-1}), a_1 (en $K.m^{-1}$) et a_2 (en $K^2.m^{-1}$) considèrent cette dépendance en fonction de la température. Le modèle peut être d'ordre 1, dans ce cas, a_2 est nul, ou d'ordre 2.

Selon ce modèle, pour un filtre interférentiel déterminé, la valeur de la longueur d'onde effective varie avec la température. Elle tient compte de la variation spectrale de sa transmission (distribution gaussienne, uniforme), sa longueur d'onde centrale et bien évidemment de sa largeur spectrale. L'intégration de la luminance couplée à ces caractéristiques entraîne la variation de la longueur d'onde effective étendue en fonction de la température. La précision de la mesure est donc tributaire de l'ordre de la longueur d'onde effective étendue en fonction de la forme et de la largeur du filtre. Ce sous-chapitre évalue l'influence de ces deux caractéristiques de la chaîne de mesure afin de déterminer l'ordre du polynôme le plus adapté.

3.1.3 Procédure de simulation pour le paramétrage du modèle radiométrique par rapport aux caractéristiques de la chaîne de mesure

L'étude du paramétrage du modèle radiométrique repose sur une procédure de simulation en trois étapes décrite sur le schéma 3.2. Tout d'abord, pour une mesure en situation d'étalonnage sur corps noir, des signaux sont générés à partir de températures de luminance T et en fonction de différents types de filtres. Ensuite, les paramètres du modèle radiométrique avec des longueurs d'onde effectives étendues à l'ordre 1 et 2 sont identifiés. Puis ces signaux sont bruités afin de considérer leurs éventuelles fluctuations, et l'inversion du modèle radiométrique permet d'estimer une température de luminance $\hat{T}$ et de la comparer à celle introduite pour générer le signal.

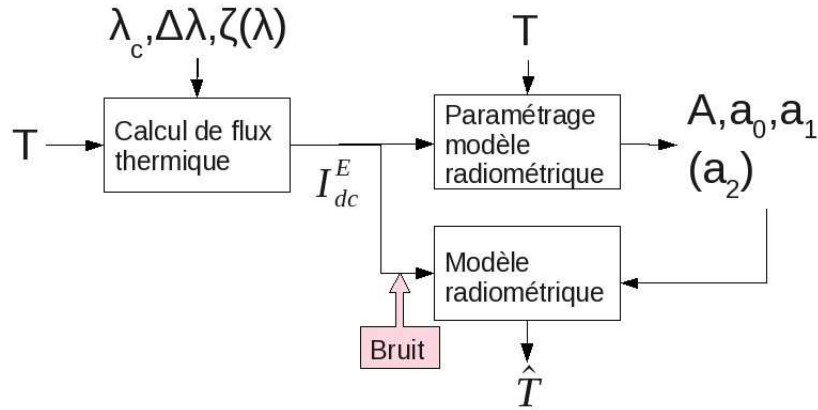


FIG. 3.2 – Schéma de l'étude du paramétrage du modèle radiométrique.

3.1.3.1 Génération du signal de référence

Les signaux de référence non bruités $I_{dc}^E(i)$ sont calculés au moyen de l'équation (3.2) en fonction des températures et des caractéristiques spectrales de la chaîne de détection. Les températures de référence $T(i)$ avec $(i = 1, 2, \dots, M)$, varient de 300 à 1000°C par pas

de 25°C . Le coefficient K est supposé égal à l'unité. Le paramètre ζ est égal au produit de la distribution spectrale du détecteur et du filtre (gaussienne ou uniforme). Les largeurs spectrales varient entre 10nm (filtre étroit) et 800nm (réponse spectrale totale d'un détecteur InGaAs). La longueur d'onde centrale est choisie au milieu de la gamme de détection des détecteur InGaAs, soit à $1.31\mu\text{m}$, afin de pouvoir faire croître les largeurs spectrales de façon symétrique.

3.1.3.2 Estimation des paramètres du modèle radiométrique

Les coefficients d'étalonnage radiométrique A , a_0 , a_1 et a_2 sont estimés à partir de la courbe des signaux d'étalonnage $I_{dc}^E(i)$ en fonction des températures de référence $T(i)$, pour différents ordres du modèle (ordre 1 ou 2 de la longueur d'onde effective étendue).

3.1.3.3 Génération du signal détecteur bruité

Pour simuler les imperfections du détecteur, un bruit fluctuant est rajouté aux valeurs des signaux calculés I_{dc}^E en définissant $\tilde{I}_{dc}^E(i, j, k) = I_{dc}^E(i) + \nu(j, k)$ avec $\nu(j, k)$ comme j^{me} tirage sur un total de N ($j = 1 \dots N$) d'une variable aléatoire obéissant à une distribution Gaussienne $\mathcal{N}(0, \sigma(k)^2)$ de moyenne nulle et d'écart type $\sigma(k)$. L'écart-type $\sigma(k)$ avec ($k = 1, 2, \dots, Q$) varie de 0 à 7% du signal total. Ces signaux bruités $\tilde{I}_{dc}^E(i, j, k)$ sont convertis en température estimées $\hat{T}(i, j, k)$, relatives à chaque température T_i et pour chaque tirage de la variable aléatoire $\nu(j, k)$.

3.1.3.4 Définition du critère d'évaluation

Les performances de la mesure sont évaluées par le calcul de l'écart moyen entre les températures utilisées pour générer le signal et celles estimées par le modèle radiométrique. Il est donnée équation 3.4, et est relatif à chaque écart type de bruit $\sigma(k)$.

$$\bar{\varepsilon}(k) = \frac{\sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N |T(i) - \hat{T}(i, j, k)|}{M \cdot N} \quad (3.4)$$

Cet écart est moyenné sur le nombre de températures utilisées pour la génération de données. Il correspond à l'erreur moyenne commise sur la totalité de la gamme thermique, pour chaque niveau de bruit, et retranscrit donc bien les erreurs commises par le modèle et son paramétrage par rapport à la courbe d'étalonnage idéale non bruitée.

3.1.4 Influence de la largeur du filtre sur le paramétrage du modèle radiométrique

Dans ce paragraphe, nous étudions l'influence de la largeur spectrale du filtre sur la précision obtenue sur la température estimée à partir d'un modèle radiométrique avec une longueur d'onde effective étendue à l'ordre 1 et 2.

3.1.4.1 Pour un filtre gaussien large bande

La simulation est réalisée sur le cas le plus défavorable en prenant un signal généré par un filtre gaussien large bande centré sur $1.31\mu\text{m}$ et de largeur spectrale 800nm . L'écart type de bruit introduit dans la génération du signal détecteur varie entre 0 et 7% de la valeur du signal (pour un signal codé sur 12 bits, l'écart type maximal représente 287 NN). Les températures sont estimées sur la base d'un modèle radiométrique dont la longueur d'onde est à l'ordre 1 et 2. La figure 3.3 présente l'écart en température $\bar{\varepsilon}$ en fonction de l'écart-type de bruit du

signal généré.

Pour un écart type de bruit nul, l'erreur moyenne en température $\bar{\varepsilon}$ est de $0.52^{\circ}C$ avec un

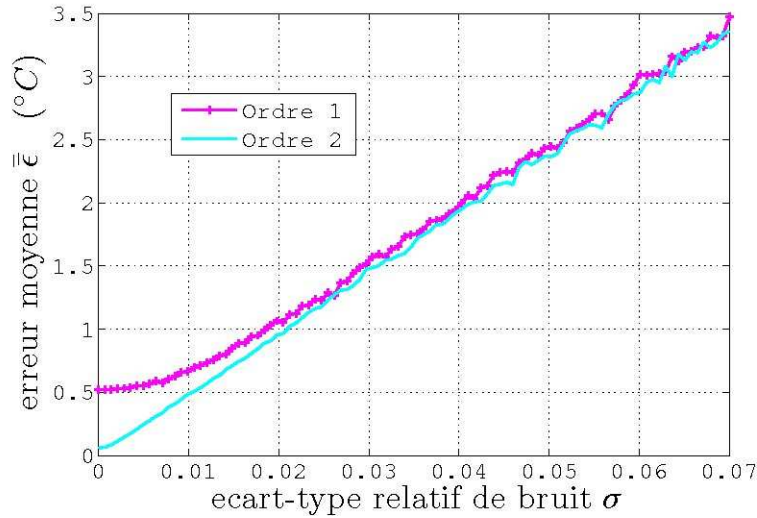


FIG. 3.3 – Erreur moyenne sur les températures estimées en fonction de l'écart-type relatif de bruit pour un signal détecteur généré avec un filtre gaussien de largeur $800nm$ et pour une température estimée avec un modèle radiométrique dont la longueur d'onde est à l'ordre 1 et 2.

modèle radiométrique paramétré avec une longueur d'onde à l'ordre 1, et vaut $0.060^{\circ}C$ pour l'ordre 2. Toutefois, à partir d'un écart type de bruit de 2%, l'écart en température $\bar{\varepsilon}$ est équivalent pour les deux ordres du modèle.

3.1.4.2 Pour un filtre gaussien bande étroite

Dans les mêmes conditions que précédemment, avec un signal généré avec un filtre de largeur spectrale $100nm$ (cf. figure 3.6), l'écart en température $\bar{\varepsilon}$ est identique quelle soit le paramétrage du modèle radiométrique.

Nous avons donc identifié deux domaines distincts : 1-Pour les largeurs spectrales importantes, le paramétrage à l'ordre 2 apporte des améliorations pour des écart-types de bruit faibles. 2-Pour les largeurs spectrales étroites, les paramétrages à l'ordre 1 ou 2 sont équivalents. Les limites précises de ces domaines sont déterminées dans la partie suivante.

3.1.4.3 Optimisation de la largeur de bande

Par rapport aux cas précédents, nous proposons une simulation à partir d'un signal généré avec un écart type de bruit variable de 0 à 3% et avec un filtre gaussien de largeurs spectrales variant entre $10nm$ et $800nm$. Le critère calculé est la différence des erreurs moyennes entre les températures de référence et les températures estimées pour deux ordres de paramétrage $\bar{\varepsilon}(Ordre = 1) - \bar{\varepsilon}(Ordre = 2)$. Il est affiché sur la figure 3.5. Les valeurs positives de ce critère indiquent un modèle à l'ordre 2 plus performant que celui à l'ordre 1, et les valeurs négatives dénotent l'inverse.

Les valeurs des différences des erreurs moyennes à l'ordre 1 et à l'ordre 2 sont globalement positives quelle que soit la largeur spectrale et l'écart-type de bruit. Le modèle paramétré à l'ordre 2 s'ajuste donc mieux aux données de référence que le modèle paramétré à l'ordre 1. Ces différences augmentent avec la largeur spectrale pour des écart-types de bruit inférieurs à 2%. Pour des écart-types de bruit supérieurs à 2%, les modèles paramétrés à l'ordre 1 et 2

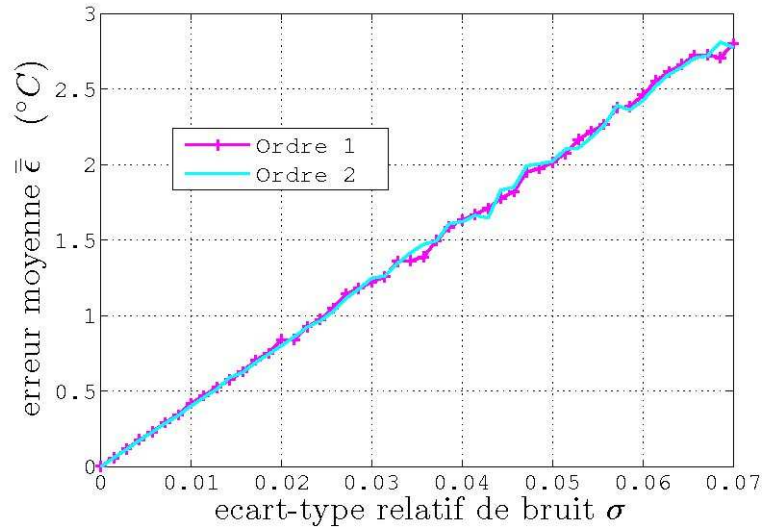


FIG. 3.4 – Erreur moyenne sur les températures estimées en fonction de l'écart-type relatif de bruit pour un signal détecteur généré avec un filtre gaussien de largeur 100nm et pour une température estimée avec un modèle radiométrique dont la longueur d'onde est à l'ordre 1 et 2.

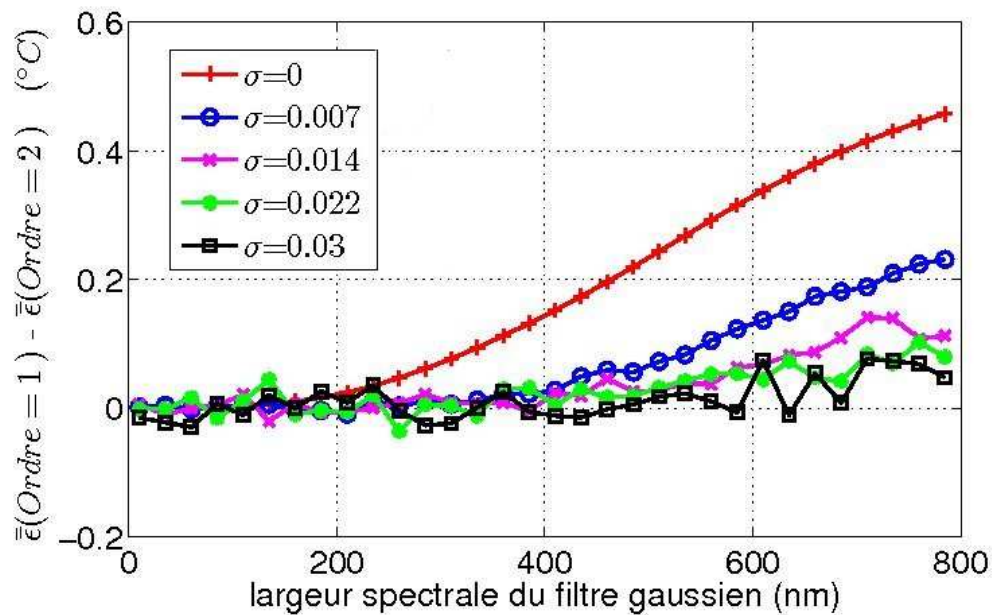


FIG. 3.5 – Ecart des paramétrages aux ordres 1 et 2 sur les erreurs moyennes des températures estimées en fonction de la largeur spectrale du filtre pour un signal détecteur généré avec un filtre gaussien et pour quatres niveaux de bruit de 0 à 3%.

sont équivalents.

Pour des largeurs spectrales supérieures à 400nm, et pour des écart-types de bruit inférieurs à 2%, le paramétrage du modèle à l'ordre 2 est justifié, il apporte au maximum 0.5°C de précision supplémentaire par rapport à l'ordre 1. Pour des écart-types de bruit supérieurs à 2%, le paramétrage à l'ordre 1 est suffisant quelle que soit la largeur spectrale.

La conclusion importante de cette étude est que pour des largeurs spectrales inférieures à $200nm$, les paramétrages à l'ordre 1 et 2 sont équivalents quel que soit le niveau de bruit. Pour la thermoréfectométrie, et par souci de simplicité, nous choisirons de paramétrer la longueur d'onde effective à l'ordre 1.

3.1.5 Influence de la distribution spectrale du filtre sur le paramétrage du modèle radiométrique

Dans ce paragraphe, nous étudions l'influence de la distribution spectrale du filtre sur la précision obtenue sur la température estimée. Le signal détecteur est généré avec des filtres de largeur $100nm$ et de distribution gaussienne et uniforme. Selon les conclusions précédentes, une longueur d'onde effective étendue paramétrée à l'ordre 1 est suffisante. Le bruit varie de 0 à 7%.

La figure 3.6 présente l'erreur moyenne $\bar{\epsilon}$ en fonction de l'écart type de bruit. Comme montré dans l'article [SW04], la forme du filtre n'intervient pas dans la précision de la température mesurée.

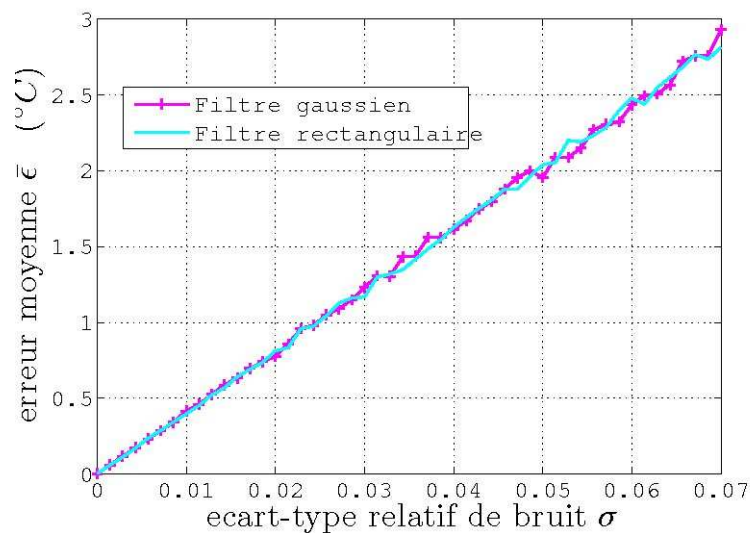


FIG. 3.6 – Comparaison de l'erreur absolue sur les températures en fonction de l'écart-type relatif de bruit pour deux filtres (gaussien et uniforme) de largeur $100nm$ et pour un modèle radiométrique dont la longueur d'onde effective étendue est à l'ordre 1.

3.1.6 Synthèse

Le paramétrage du modèle radiométrique avec une longueur d'onde effective à l'ordre 1 est suffisante si l'une des deux conditions suivantes est respectée :

1. L'écart-type de bruit est supérieur à 2%.
2. La largeur spectrale des filtres est inférieure à $200nm$. Dans ces conditions, la forme du filtre est indifférente et n'a pas d'influence sur la précision de la mesure de température.

En conclusion, un paramétrage du modèle radiométrique avec une longueur d'onde effective à l'ordre 1 est fixé car la largeur du filtre sera inférieure à $200nm$ et que les bruits réels du détecteur sont de l'ordre de 1%, ce qui sera vérifié au chapitre 4.

Pour des filtres de largeur spectrale inférieure à $200nm$, un paramétrage du modèle radiométrique avec une longueur d'onde effective à l'ordre 1 est suffisante, et la forme du filtre n'influence pas la mesure.

Pour un filtre gaussien de largeur spectrale $100nm$, l'erreur sur la température ne dépasse pas $1.8\text{ }^{\circ}C$ si l'erreur sur les signaux détecteurs reste inférieure à 4.5% .

3.2 Dimensionnement de la mesure de réflectivité bidirectionnelle

La seconde composante de la méthode de thermoréfectométrie est la mesure de la réflectivité bidirectionnelle. Sa valeur est reliée à l'émissivité du matériau et à ses propriétés de réflexion (diffusant ou spéculaire). Sa détermination est réalisée en phase active, lorsque la source d'illumination éclaire la surface chaude. Dans le signal détecté, il existe alors une part propre à l'émission thermique et une part relative à la réflexion sur la surface. Considérons la part due à la réflexion.

Une source située dans la direction $\vec{i}$ émet un flux incident sur le corps étudié. Ensuite, le détecteur convertit le flux réfléchi par le corps en un signal numérique I_{dc}^R . Ce signal numérique dépend de la puissance de la source, des caractéristiques en réflexion de la surface visée et des caractéristiques spectrales de la chaîne de mesure (filtre, optique et détecteur). Enfin, le signal numérique est transformé en réflectivités bidirectionnelles grâce à un modèle réflectométrique. Le schéma synoptique de la figure 3.7 résume la chaîne de mesure de la réflectivité bidirectionnelle.

L'objectif de ce sous chapitre est d'étudier le signal numérique induit par le flux réfléchi en

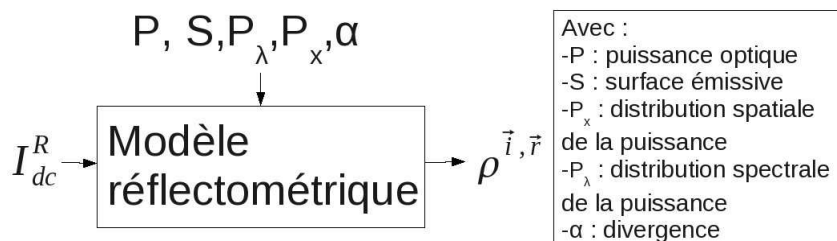


FIG. 3.7 – Schéma synoptique de la mesure de réflectivité bidirectionnelle.

fonction des caractéristiques de la source d'éclairement et des filtres pour obtenir, d'après le chapitre 2, une mesure de la réflectivité bidirectionnelle précise à $0.0038sr^{-1}$ près à $1000^{\circ}C$.

3.2.1 Signal généré par le détecteur en phase active

La thermoréfectométrie se base sur la mesure simultanée de champs de températures de luminance et de champs de réflectivités bidirectionnelles. Ces deux mesures sont effectuées avec le même détecteur, pour les mêmes conditions d'observation. Cette section décrit le signal généré par le détecteur dans le cas d'un corps froid où seul le flux réfléchi intervient et dans celui d'un corps chaud où les deux flux sont présents.

3.2.1.1 Cas du corps d'étude froid

Considérons dans un premier temps le corps d'étude à température ambiante. Lorsqu'il est illuminé par la source d'éclairement, le signal délivré par le détecteur n'est fonction que

du flux réfléchi et s'écrit alors sous la forme suivante :

$$I_{dc}^R = K \cdot \int_{\Delta\lambda} \zeta(\lambda) \rho^{\vec{i}, \vec{r}}(\lambda) E^{\vec{i}}(\lambda, P) d\lambda \quad (3.5)$$

avec $E^{\vec{i}}(\lambda, P)$: Éclairement spectral dans la direction $\vec{i}$ en ($W.m^{-2}$)

Le signal généré par le détecteur est directement proportionnel à la réflectivité bidirectionnelle et à l'éclairement de la surface. Le modèle réflectométrique est linéaire, et n'implique aucune optimisation de paramètres. Il n'apporte donc pas d'approximation sur la grandeur désirée et nécessite simplement un étalonnage de type comparatif par rapport à une référence de propriétés parfaitement connues.

3.2.1.2 Cas du corps d'étude chaud

Lorsque le corps d'étude est porté à une température T , le signal délivré par le détecteur est égal à la somme de l'émission et de la réflexion, selon l'équation (3.6).

$$I_{dc}^{E+R} = K \cdot \int_{\Delta\lambda} \zeta(\lambda) \left(\rho^{\vec{i}, \vec{r}}(\lambda) E^{\vec{i}}(\lambda, P) + C_1 \lambda^{-5} \exp\left(\frac{-C_2}{\lambda \cdot T_L^{\vec{r}}}\right) \right) d\lambda \quad (3.6)$$

Dans ce cas, le signal réfléchi est obtenu par soustraction du signal avec et sans éclaircissement $I_{dc}^R = I_{dc}^{E+R} - I_{dc}^E$.

3.2.1.3 Critère de dimensionnement du signal réfléchi

Pour appliquer le système de thermoréfectométrie, il est nécessaire de séparer correctement les signaux émis et réfléchis par la surface afin d'extraire les données d'entrée : réflectivité bidirectionnelle et température de luminance. Pour la mesure précise de la réflectivité bidirectionnelle, le signal réfléchi doit être supérieur au bruit du détecteur. Plus précisément, nous considérerons qu'il doit émerger d'un écart-type (1σ) du signal bruité. Ce critère est plutôt souple comparé aux 3σ classiquement choisis, afin de rendre possibles les mesures de réflectivité sur des matériaux très émissifs.

Nous nous sommes donc fixés comme critère que le signal réfléchi représente au minimum 6% du signal émis. En effet, comme le montrera le chapitre 4, l'écart type de signal d'obscurité est de l'ordre de $300NV$ pour un temps d'intégration de $0.1s$. Pour un signal codé sur 12 bits, cette valeur représente les 6% énoncés. Le rapport des signaux relatifs à la réflexion par rapport aux signaux relatifs à l'émission thermique $R_{R/E}$ est alors exprimé selon l'équation (3.7).

$$R_{R/E} = \frac{\int_{\Delta\lambda} \zeta(\lambda) \rho^{\vec{i}, \vec{r}}(\lambda) E^{\vec{i}}(\lambda, P) d\lambda}{\int_{\Delta\lambda} \zeta(\lambda) C_1 \lambda^{-5} \exp\left(\frac{-C_2}{\lambda \cdot T_L^{\vec{r}}}\right) d\lambda} \geq 6\% \quad (3.7)$$

Ce rapport dépend d'une part de la valeur du signal réfléchi qui est relatif, pour une surface et un détecteur donnés, aux caractéristiques de la source utilisée et du domaine spectral d'intégration, et d'autre part du signal émis qui ne dépend que du domaine spectral d'intégration. Il a été montré dans le sous-chapitre précédent que l'influence de la forme du filtre est négligeable.

Dans la suite, pour maximiser le rapport $R_{R/E}$, nous étudions l'influence de la source d'éclaircissement au travers de sa distribution spectrale et spatiale, et de ses caractéristiques géométriques (divergence) en fonction de la largeur spectrale de filtres gaussiens. Cette étude est menée en simulation selon la procédure décrite au paragraphe 3.2.3. Au préalable, un rappel sur les sources d'éclaircissement matricielles disponibles pour notre application est établi.

Pour que le signal réflectométrique soit supérieur au bruit du détecteur, donc distinguable du signal dû à l'émission thermique, la valeur du rapport $R_{R/E}$ est étudié en fonction du choix de la source d'éclairement, de la configuration géométrique et de la largeur spectrale du filtre utilisé.

3.2.2 Rappels sur les sources d'éclairement surfaciques

L'utilisation d'un détecteur matriciel pour la mesure de champs de réflectivité est, du point de vue géométrique, l'évolution la plus délicate par rapport à une technique de pyrôreflectométrie ponctuelle classique telle que celle présentée dans l'article [Her12]. Elle nécessite une analyse fine et un spot d'illumination de qualité sur des dimensions centimétriques qui sont décrits dans ce sous-chapitre.

3.2.2.1 Notion d'éclairement élémentaire

La source d'éclairement doit générer un rayonnement surfacique, de façon à éclairer un grand nombre de pixels de la matrice de détecteurs pour réaliser une mesure de champs. Tout se passe alors comme si l'éclairement était spécifique à chaque projection de pixel sur le corps d'étude (cf. figure 3.8).

L'équation (1.26) introduit la notion d'éclairement élémentaire $\frac{dE^i}{dS}$, ou, dans notre étude,

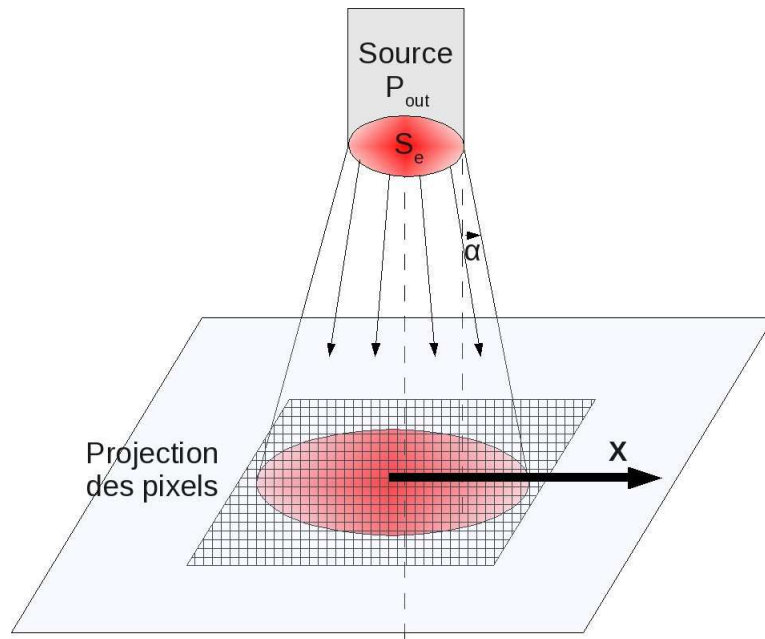


FIG. 3.8 – Mesure de champs de réflectivités avec une source d'éclairement matricielle.

d'éclairement "pixelique" $E_{u,v}^i$, car il se rapporte à l'éclairement moyen de la projection du pixel sur le corps d'étude. De façon classique, cet éclairement est renvoyé dans toutes les directions de l'hémisphère dans le cas d'un réflecteur diffusant, et la dépendance en direction de réflexion est portée par la valeur de la réflectivité bidirectionnelle.

Selon un formalisme de mesure de champs, l'équation (3.5) est alors ré-écrite selon l'équation

(3.8).

$$I_{dc}^R(u, v) = K \cdot \int_{\Delta\lambda} \zeta(\lambda) \rho_{u,v}^{\vec{i}, \vec{r}}(\lambda) E_{u,v}^{\vec{i}}(\lambda, P) d\lambda \quad (3.8)$$

avec $E_{u,v}^{\vec{i}}(\lambda, P)$: éclairement spectral 'pixelique' dans la direction $\vec{i}$ en ($W.m^{-2}$)

Pour cette étude en simulation, seul le dimensionnement de la source d'éclairement est menée. Le calcul d'éclairement à partir de la surface d'émission s'obtient par projection géométrique du flux émis sur la surface de réception. De plus, afin de simplifier le dimensionnement, nous considérerons que les surfaces visées sont Lambertiennes. L'influence de la BRDF n'est donc pas considérée. Les valeurs de réflectivité bidirectionnelle sont celles des matériaux de la base de donnée présentée au chapitre 1.

3.2.2.2 Revue des sources proche infrarouges PIR matricielles compatibles

Les contraintes de sélection de la source d'éclairement sont les suivantes : 1-rayonnement dans le proche infrarouge ; 2-surface éclairée de dimension $3 \times 3cm$ environ ; 3- distance source/corps éclairé de $1m$. La polarisation du faisceau est ignorée, en prenant toutefois la précaution d'évoluer avec des conditions expérimentales où cet effet est négligeable [DHAS82]. Les sources sont choisies continues afin de maîtriser complètement les flux dans le temps, et de ne pas introduire d'artefacts amenés par une synchronisation imparfaite.

A partir de ces critères préalables, six sources d'éclairement ont été sélectionnées dans le proche infrarouge, avec diverses caractéristiques spectrales et spatiales et différentes puissances optiques. Leur point commun est un éclairement surfacique, avec les aménagements expérimentaux qui en découlent. Leurs caractéristiques sont présentées tableau 3.1.

L'émission des sources de type lampe à incandescence résulte de l'échauffement d'un

		Lampe à incandescence	Décharge de gaz	DEL	SDEL	Diode Laser	Laser
	Composant	Kanthal	Xénon	InGaAsP	-	-	Q-Switch
	P	40 W	75 W	2 mW	20 mW	20mW	2 W
caractéristiques spectrales	Type	Planck, $T=915^\circ C$ $\varepsilon = 0.70$	Luminance fixe	Gaussien	Gaussien	Gaussien	Gaussien
	Largeur spectrale $\Delta\lambda$	$11\mu m$	lumière blanche	100 nm	40 nm	1 nm	1 nm
	Longueur d'onde d'émission max λ_{max}	$2.44\mu m$	Spectre de raies	$1.550\mu m$	$1.550\mu m$	$1.550\mu m$	$1.550\mu m$
caractéristiques spatiales	Type	Uniforme	Uniforme	Uniforme	Gaussien	Gaussien	Gaussien
	Système de guidage	Forme Packaging	Réflecteurs	Guides	Guides	Collimateur	Collimateur
	Divergence ($^\circ$)	20°	20°	15°	15°	0°	0°
	Rayon de source R_e (mm)	5	1.5	1.5	1.5	25	25

TAB. 3.1 – Caractéristiques des sources d'éclairement sélectionnées.

filament par effet Joule. Ce dernier émet un rayonnement qui obéit à la loi de Planck pondéré par la valeur de l'émissivité du filament. La température du filament fixe donc le domaine spectral d'émission, et l'émissivité règle le flux émis. Le guidage optique est réalisé par le montage mécanique du composant, l'élément chauffant étant monté dans un puit métallique. La source à décharge de gaz Xénon sélectionnée dans cette étude est dite à émission constante, ou blanche. La luminance spectrale dans le domaine proche infrarouge est donc quasiment fixe. L'émission se fait dans tout l'hémisphère, une concentration par système de réflecteurs est donc nécessaire pour minimiser les pertes.

Les sources à émission quasi-monochromatiques de type Diode électroluminescente (DEL) (ou en anglais Light-Emitting Diode (LED)) ou de type laser, ont la particularité d'émettre un rayonnement spectralement étroit et de très faible diamètre. Pour obtenir un éclairage surfacique, il est nécessaire d'adapter un système de collimation/élargissement. La source étendue produit alors un faisceau collimaté de quelques centimètres de diamètre. Ces sources sont comparées au travers de l'analyse du rapport $R_{R/E}$ caractéristique de la mesure réflectométrique.

3.2.3 Procédure de simulation pour le choix de la source d'éclairage en fonction de la largeur spectrale des filtres

Ce paragraphe explicite la méthodologie de l'étude du rapport $R_{R/E}$ de l'équation (3.7) incluant le signal réfléchi pour chaque pixel de l'équation (3.8) en fonction de la source d'éclairage. Pour cette étude, le corps d'étude est supposé Lambertien avec une surface homogène et les réflectivités sont identiques pour tous les pixels afin de mettre en évidence l'effet directionnel de l'éclairage. La figure 3.9 présente le schéma synoptique de la procédure de calcul du rapport $R_{R/E}$.

Remarquons que cette simulation ne comporte pas d'ajout de bruit aux signaux des détec-

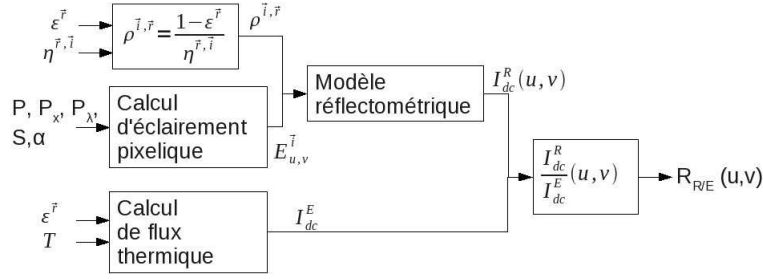


FIG. 3.9 – Schéma explicatif de la procédure de calcul du rapport $R_{R/E}$.

teurs. En effet, l'on suppose que l'insertion de bruit interférerait de la même façon sur les signaux numériques relatifs à l'émission et à la réflexion. Cependant, indirectement, le bruit du détecteur est pris en compte dans le critère $R_{R/E}$, qui doit être supérieur à 6%.

3.2.3.1 Génération des réflectivités bidirectionnelles $\rho^{i, \vec{r}}$

Le calcul des réflectivités bidirectionnelles est effectué selon l'équation (2.2), à partir des émissivités et des facteurs de diffusion de la base de donnée. Les réflectivités bidirectionnelles obtenues ont été présentées au chapitre 1. Elles affichent des variations spectrales représentatives d'un large panel de matériaux, comme le montre la figure 2.5.

3.2.3.2 Génération des éclairages pixeliques $E_{u,v}^{i, \vec{r}}$

Le calcul de l'éclairage pixelique s'effectue selon la formule (1.3). Les distributions spatiales et spectrales correspondent aux spécificités de chacune des sources et aux caractéristiques des filtres interférentiels couplés aux détecteurs qui modifient notamment les domaines des lumières dites "blanches". L'éclairage pixelique s'obtient par projection sur le plan objet du flux émis depuis la source selon les conditions géométriques suivantes :

- projection de la taille de la matrice dans le plan objet : 20cm,
- distance source/objet : 1m,
- surface de la projection d'un pixel : 1 × 1mm
- angle source/normale à l'objet : 0°

Pour les propriétés des matériaux définis dans le cadre de la simulation, cette configuration à incidence normale implique une symétrie axiale. Le calcul des éclairagements pixeliques est donc réalisé selon l'axe $\vec{x}$ allant du centre de la projection de la matrice jusqu'à son extrémité, visible sur le schéma 3.8, dénommée "ligne de projection des détecteurs", exprimée en mm . La source est centrée sur l'origine de cet axe.

3.2.3.3 Génération des signaux détecteurs I_{dc}^R et I_{dc}^E

Les signaux des détecteurs I_{dc}^R issus du flux réfléchi se calculent selon l'équation (3.8) qui contient les réflectivités bidirectionnelles et les éclairagements pixeliques. Pour chaque pixel d'une ligne et chaque matériau, le signal réflectométrique est calculé. Le signal thermique I_{dc}^E issu du flux propre émis, lui, s'obtient selon l'équation (3.2), à partir des valeurs d'émissivité de la base de donnée. La surface de chaque matériau de la base de données est considérée comme homogène et portée à $1000^\circ C$.

3.2.3.4 Calcul du rapport de signaux $R_{R/E}$

Le rapport des signaux réflectométriques et thermiques fournit la valeur du rapport de signaux pour chaque pixel, chaque matériau et chaque source d'éclairage. Si ce dernier est supérieur au critère d'évaluation, la mesure est considérée comme valide.

3.2.3.5 Critère d'évaluation

La mesure réflectométrique est possible si le signal réflectométrique est supérieur au bruit lié au courant d'obscurité du détecteur. Comme cela a été déjà précisé, ce bruit est égal à 6% du signal thermique pour les signaux les plus bruités de la gamme thermique (cf. chapitre 4). Le rapport $R_{R/E}$ doit donc être supérieur 0.06 pour autoriser la mesure réflectométrique. A l'inverse, si le rapport de signaux est trop important, il peut en résulter une saturation des détecteurs, et un arrêt de la mesure. Il est cependant difficile d'extrapoler quantitativement la valeur de la saturation sur le rapport de signaux $R_{R/E}$.

En conclusion de ce sous-chapitre, le choix optimal de la source d'illumination sera clairement défini.

3.2.4 Choix de la source d'éclairage en fonction de la largeur spectrale des filtres

Ce chapitre regroupe les résultats concernant le choix de la source d'éclairage matricielle parmi celles prédéfinies, en fonction des filtres interférentiels, couplés au détecteur, avec trois largeurs spectrales : 10, 50 et $100nm$.

3.2.4.1 Filtre interférentiel avec une largeur spectrale de $50nm$ et centré sur une longueur d'onde de $1.55\mu m$

Le rapport de signaux $R_{R/E}$ est calculé pour les six sources sélectionnées, les six matériaux de la base de donnée et pour les pixels décrivant la ligne de projection des détecteurs. Comme défini préalablement, le filtre est centré sur la longueur d'onde de $1.55 \mu m$, et la température du corps d'étude est fixée à $1000^\circ C$.

La figure 3.10 représente le rapport $R_{R/E}$ sous forme de tableau pour les sources à large émission géométriquement uniforme et en fonction de la "projection ligne détecteur" pour la source *SLED*. De même, la figure 3.11 reprend le tracé pour les sources de type diode laser et laser avec des puissances différentes.

$R_{R/E}$	Type de source		
Matériau	Source incandescente	Source Xénon	Led 2mW
Er_2O_3	$2.86.10^{-4}$	$3.47.10^{-12}$	$5.25.10^{-4}$
Dy_2O_3	$1.84.10^{-3}$	$2.24.10^{-11}$	$3.38.10^{-3}$
Alumine	$1.93.10^{-3}$	$2.34.10^{-11}$	$3.54.10^{-3}$
Inconel	$3.43.10^{-4}$	$4.16.10^{-12}$	$6.28.10^{-4}$
Cuivre oxydé	$1.31.10^{-3}$	$1.59.10^{-11}$	$2.40.10^{-3}$
Tungstène	$6.35.10^{-3}$	$7.71.10^{-11}$	$1.17.10^{-2}$

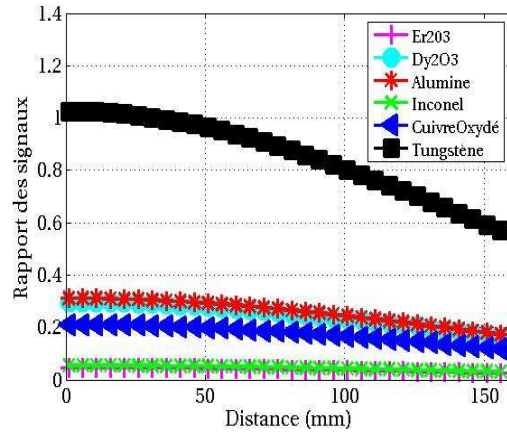


FIG. 3.10 – Rapport $R_{R/E}$ pour les sources à émission uniformes (gauche) et pour la *SLED* en fonction de la ligne de projection des détecteurs calculée à partir du au centre du spot (droite) pour un filtre interférentiel de largeur $50nm$ et centré sur $1.55\mu m$.

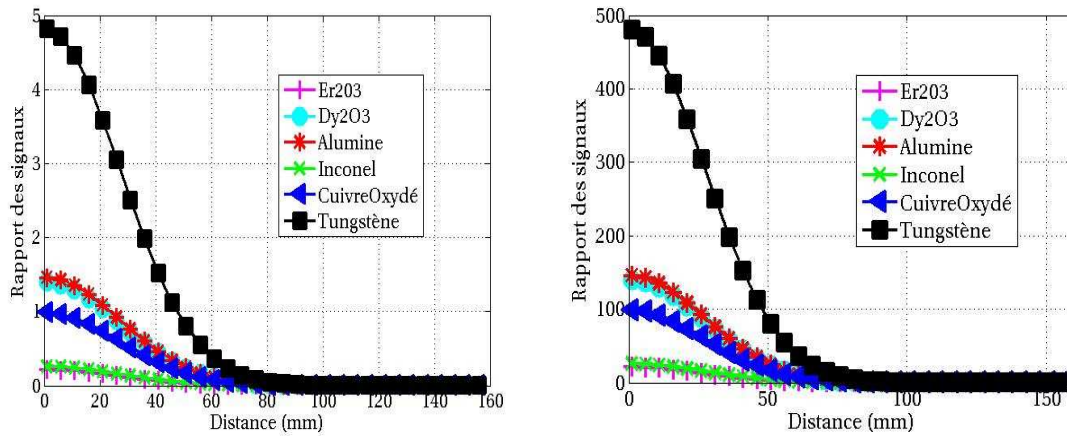


FIG. 3.11 – Rapport $R_{R/E}$ pour la Diode Laser de $20mW$ (gauche) et pour le laser $2W$ en fonction de la ligne de projection des détecteurs calculée à partir du au centre du spot (droite) pour un filtre interférentiel de largeur $50nm$ et centré sur $1.55\mu m$.

Enseignements par rapport aux matériaux

Conformément à leurs niveaux d'émissivité, l'oxyde d'Erbium et l'Inconel sont les matériaux les moins réfléchissants. Pour ces matériaux, le rayonnement est émis uniformément, et la variation du rapport de signaux le long de la ligne étudiée est peu visible car la contribution du flux réfléchi est trop faible.

Enseignements par rapport aux sources

Pour la source incandescente, le rapport $R_{R/E}$ est faible même pour le matériau le plus réfléchissant (Tungstène). Ce résultat est défavorable à l'utilisation de telle source car la divergence de son éclairage conduit à une faible illumination de la surface. De plus, le filtre interférentiel supprime l'énergie contenue dans les longueurs d'onde extérieures à sa bande passante centrée à $1.55\mu m$.

La source à décharge de gaz souffre des mêmes faiblesses que la source à incandescence. Sa divergence et sa largeur spectrale sont presque identiques à la source à incandescence. Le

flux réfléchi atteignant les détecteurs est quasiment nul.

En comparaison aux sources à spectre continu, **la diode $InGaAsP$ de $2mW$** a l'avantage de générer un rayonnement spectralement plus sélectif dont l'énergie est comprise dans une bande spectrale plus étroite centrée sur la longueur d'onde d'intérêt. Toutefois, une partie du flux réfléchi est tout de même perdu car la largeur spectrale d'émission ($100nm$) est supérieure à la largeur spectrale des filtres ($50nm$). La divergence forte de la source constitue également un handicap et n'offre pas un éclaircissement suffisant. Ainsi, bien que le rapport $R_{R/E}$ soit plus important pour la diode que pour les sources incandescentes et à décharge de gaz, il n'atteint qu'une valeur de 1% pour le matériau le plus réfléchissant.

La diode superluminescente possède une puissance optique bien plus élevée que les diodes classiques. Cette augmentation entraîne un rapport $R_{R/E}$ qui avoisine une valeur de 5% pour les conditions les plus défavorables : matériaux peu réfléchissants et pour les pixels peu éclairés sur les extrémités de la gaussienne. Bien que ses performances soient supérieures aux sources présentées dans les paragraphes précédents, sa divergence l'handicape par rapport à la diode laser.

La diode laser possède une largeur spectrale d'émission faible et permet d'évoluer dans des conditions quasi-monochromatiques. Ainsi une puissance modérée de $20mW$ suffit pour obtenir un rapport de signaux supérieur à 0.06, même pour les matériaux les moins réfléchissants, et sur la quasi-totalité du spot. L'utilisation d'un faisceau monochromatique, cohérent et collimaté semble donc un excellent candidat pour la source d'illumination du thermoréfectomètre.

Le laser solide, de même type spectral que la diode, émet une puissance élevée. La valeur du rapport de signaux est très supérieure à 0.06, quel que soit le matériau. Mais en contrepartie, sa puissance peut causer un échauffement du matériau qui perturberait la mesure.

Pour un filtre de largeur spectrale de $50nm$ centré sur $1.55\mu m$, les sources d'éclaircissement éligibles pour le système de thermoréfectométrie sont la diode superluminescente et la diode laser avec des puissances maximale de $20mW$.

3.2.4.2 Filtre interférentiel avec une largeur spectrale de $100nm$ et centré sur une longueur d'onde de $1.55\mu m$

Pour cette simulation, nous considérons un filtre de largeur spectrale de $100nm$ centré sur une longueur d'onde de $1.55\mu m$. Ce dernier intègre donc davantage de flux que dans le cas précédent, où le filtre était de largeur spectrale de $50nm$. La forme de la distribution spatiale du rapport $R_{R/E}$ en fonction de la ligne de projection des détecteurs calculée à partir du au centre du spot reste identique à celles des figures 3.10 et 3.11. **Pour les sources dites 'blanches' (incandescence ou Xénon)**, aucun effet n'est obtenu sur le rapport de signaux. En effet, le détecteur intègre autant de flux thermique que de flux réfléchi, si la largeur spectrale augmente d'un facteur k , les flux sont eux aussi multipliés k , et le rapport $R_{R/E}$ reste inchangé. **Dans le cas de la DEL**, la largeur spectrale du filtre est maintenant égale à la largeur spectrale de la diode, soit deux fois plus que pour le filtre à 50 nm. Comme le flux émis est multiplié par le même facteur, aucune variation n'est détectée sur le rapport de signaux. **Pour toutes les autres sources**, la largeur spectrale est inférieure à $50nm$, donc le rapport de signaux baisse globalement car seul le flux thermique est amplifié par rapport au cas précédent. Pour ces sources le rapport de signaux diminue d'autant que la largeur spectrale augmente. Dans ce cas, où la largeur du filtre a été multiplié par 2, le rapport des signaux a diminué d'un rapport 2. Le rapport $R_{R/E}$ devient inférieur à 0.06 pour les matériaux les moins réfléchissants (Er_2O_3 et Inconel).

Pour les sources d'éclairage de type diode superluminescente et diode laser, le filtre de largeur spectrale de $100nm$ centré sur $1.55\mu m$ diminue le rapport de signaux $R_{R/E}$ par 2. Ce filtre ne présente pas d'avantage pour la mesure réflectométrique.

3.2.4.3 Filtre interférentiel avec une largeur spectrale de $10nm$ et centré sur une longueur d'onde de $1.55\mu m$

Pour un filtre de largeur spectrale $10nm$, les variations spatiales des signaux sont toujours identiques. Pour les sources larges spectralement et la DEL, la valeur du rapport $R_{R/E}$ reste identique aux deux cas précédents. Pour les autres sources, comme la largeur du filtre a été divisée par 5 par rapport au cas $50nm$, la valeur du rapport des signaux a augmenté également d'un rapport 5.

Pour les sources d'éclairage de type diode superluminescente et diode laser, le filtre avec une largeur spectrale minimale constitue la meilleure option pour la mesure réflectométrique.

3.2.4.4 Synthèse

En résumé de cette étude, deux sources sont éligibles, la diode superluminescente ou la diode laser. Nous avons privilégié la diode laser en raison de sa plus faible divergence et pour la disponibilité de puissance plus importante pour mesurer des températures éventuellement supérieure à $1000^{\circ}C$.

Nous avons montré que la largeur du filtre interférentiel associé doit être égale à celle de la source, afin d'optimiser le rendement de la mesure réflectométrique et de garantir une valeur du rapport $R_{R/E}$ importante. Cependant, une largeur de filtre étroite pénalise la mesure de rayonnement émis à basse température. Un compromis doit donc être formulé.

La source d'éclairage impliquant le meilleur rapport de signaux est la diode laser, pour toutes les largeurs spectrales de filtres. Elle sera implémentée sur le prototype thermoréflectomètre.

3.3 Analyse du respect de la relation fondamentale avec des grandeurs intégrées

L'analyse de l'influence de la largeur du filtre sur les mesures radiométriques et réflectométriques doit être également menée par rapport au respect de la loi de Kirchhoff. La méthodologie reste identique et elle repose sur une simulation utilisant la base de données des matériaux présentée au chapitre 1. Son objectif est de comparer l'écart entre la température de luminance monochromatique et celle intégrée en fonction de la forme et de la largeur spectrale du filtre.

3.3.1 Importance du respect de la loi de Kirchhoff

L'utilisation d'une source d'éclairage quasi-monochromatique de type diode laser pour la mesure réflectométrique, et la détection du flux propre émis par l'objet au travers d'un filtre de bande spectrale élargie induisent des précautions à prendre au niveau du respect des lois de Kirchhoff. En effet, l'équation de Kirchhoff, écrite en mode monochromatique selon l'équation (1.21), énonce que l'émissivité est le complément à 1 de la réflectivité directionnelle hémisphérique. Cette dernière s'obtient par intégration des réflectivités bidirectionnelles sur

l'hémisphère (cf. équation (1.25)). La source d'éclairement étant monochromatique, l'émissivité directionnelle prise en compte pour le flux propre émis par la surface doit donc l'être également. Or les températures de luminance qui en rendent compte sont mesurées sur la largeur spectrale du filtre couplé au détecteur. L'émissivité prise en compte est donc une émissivité intégrée sur une bande spectrale donnée. Dans le cas d'un matériau sélectif, où l'émissivité varie fortement, cette valeur peut donc différer considérablement de la valeur monochromatique et entraîner une erreur.

A partir des équations (1.33) et (1.30) écrites pour des grandeurs intégrées sur une largeur spectrale $\Delta\lambda$, l'équation (3.9) résume cet état de fait :

$$\int_{\Delta\lambda} \frac{\varepsilon^{\vec{r}}(\lambda, T) L_0(\lambda, T)}{L_0(\lambda, T)} d\lambda = \int_{\Delta\lambda} \frac{\left(1 - \eta^{\vec{r}, \vec{i}}(T) \rho^{\vec{i}, \vec{r}}(\lambda, T)\right) L_0(\lambda, T)}{L_0(\lambda, T)} d\lambda$$

$$\int_{\Delta\lambda} \exp\left(\frac{C_2}{\lambda} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_L^{\vec{r}}}\right)\right) d\lambda = 1 - \eta^{\vec{r}, \vec{i}}(T) \rho^{\vec{i}, \vec{r}}(\lambda_c, T) \quad (3.9)$$

D'après l'équation (3.9), la loi de Kirchhoff relie indirectement les températures de luminances aux réflectivités bidirectionnelles. Comme la mesure des réflectivités est réalisée dans une bande spectrale quasi-monochromatique imposée par la source d'éclairement, la mesure intégrée des températures de luminance doit être au plus près de sa valeur monochromatique pour respecter les équations de Kirchhoff.

Pour respecter au maximum les équations de Kirchhoff, il est nécessaire de dimensionner les filtres pour obtenir une valeur de la température de luminance intégrée qui soit la plus proche de sa valeur monochromatique. Cette égalité doit être vérifiée tout en veillant à obtenir un signal émis propre qui garantit une bonne mesure de température de luminance.

3.3.2 Procédure de simulation pour tester le respect de la loi de Kirchhoff

Le principe de la simulation repose sur la comparaison de la température de luminance calculée d'une part sur la base de la relation fondamentale de la réflectométrie écrite avec des grandeurs monochromatiques et d'autre part à partir du modèle radiométrique dont les grandeurs sont intégrées sur la bande spectrale du filtre. Cette comparaison est réalisée en fonction de la forme et de la largeur spectrale du filtre. Ce principe est schématisé sur la figure 3.12. Les températures de luminance monochromatiques, notée T_L , sont calculées selon

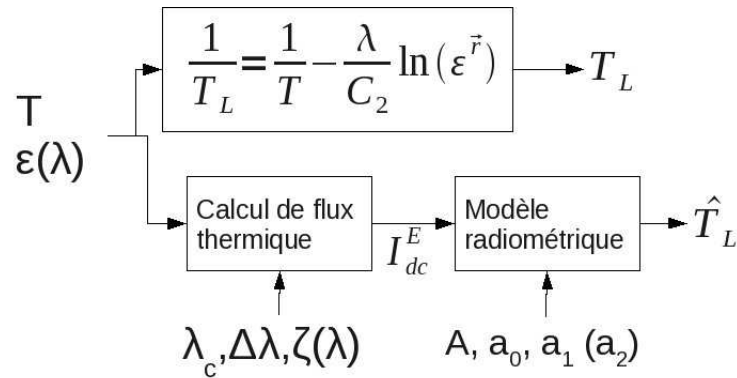


FIG. 3.12 – Schéma du principe de simulation d'évaluation du respect de la loi de Kirchhoff.

l'équation (1.33) et constituent les données de référence. Ensuite les signaux détecteurs intégrés

3.3. Analyse du respect de la relation fondamentale avec des grandeurs intégrées

sur la bande spectrale du filtre, sont calculés selon l'équation (3.2). Les émissivités spectrales utilisées sont les émissivités de la base de données du chapitre 1 (voir figure 1.8), la seule différence est l'augmentation de la résolution spectrale du spectre, qui passe de 100 nm environ à 1nm. Les luminances sont ensuite calculées pour des températures de 300 à 1000°C, et les températures de luminances "intégrées", notées $\hat{T}_L$, sont obtenues par inversion du modèle radiométrique, en utilisant les coefficients obtenus dans la partie 3.1. Enfin, l'erreur absolue entre les températures de luminance monochromatiques et "intégrées" est calculée selon la formule : $\varepsilon(T_L) = \|T_L - \hat{T}_L\|$, elle est déterminée pour chaque température.

Cette simulation est menée sur le matériau le plus défavorable de notre base de données, l'Oxyde d'Erbium, qui est le plus sélectif autour de la longueur d'onde de 1.55 μm . Pour cette étude, dont l'objectif est d'établir si les lois de Kirchhoff sont respectées en fonction de la forme et de la largeur spectrale du filtre, aucun bruit n'est introduit sur les données d'entrées.

3.3.3 Choix de la distribution spectrale du filtre

L'objectif est de comparer l'influence de deux types de filtres : un filtre uniforme et un filtre gaussien avec une largeur spectrale identique de 100nm. Le tracé de l'écart absolu entre les températures de luminance ε_{T_L} en fonction de la température est présenté figure 3.13.

Comme le montre l'équation (1.34), l'erreur absolue sur la température de luminance croît

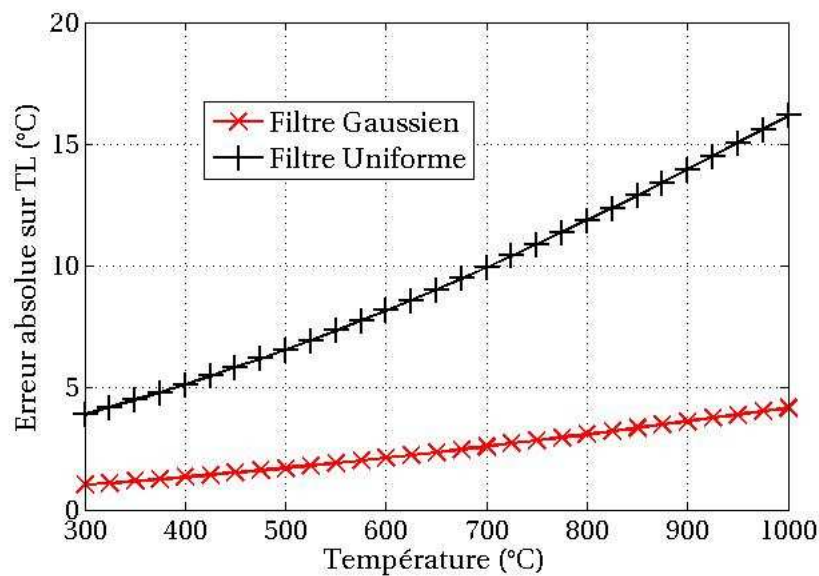


FIG. 3.13 – Ecart absolu sur les températures de luminance ε_{T_L} en fonction de la température pour un filtre gaussien et uniforme centrés sur 1.55 μm et de largeur 100nm.

avec la température, ce qui est conforme avec les variations affichées par la figure 3.13. Le filtre uniforme induit un écart plus important que le filtre gaussien. En effet, ce dernier favorise l'intégration de l'émissivité sur la longueur d'onde centrale, alors que le filtre uniforme pondère de façon égale toutes les émissivités appartenant à sa bande spectrale. L'émissivité intégrée pour le filtre gaussien reste donc proche de l'émissivité monochromatique malgré sa forte variation.

Les filtres dont la forme de la transmission est gaussienne induisent des erreurs moindres sur la mesure de température de luminance, il favorisent donc le respect des lois de Kirchhoff pour une mesure intégrée sur une bande spectrale.

3.3.4 Choix de la largeur spectrale du filtre

La forme du filtre étant retenue, l'objectif est maintenant de discuter la largeur spectrale du filtre. Cette simulation est donc basée sur trois filtres gaussiens de largeurs spectrales $100nm$, $50nm$ et $10nm$ centrés sur $1.55\mu m$. Le tracé de l'écart absolu entre les températures de luminance en fonction de la température est présenté sur la figure 3.14.

L'écart entre les températures de luminance augmente avec la largeur spectrale du filtre.

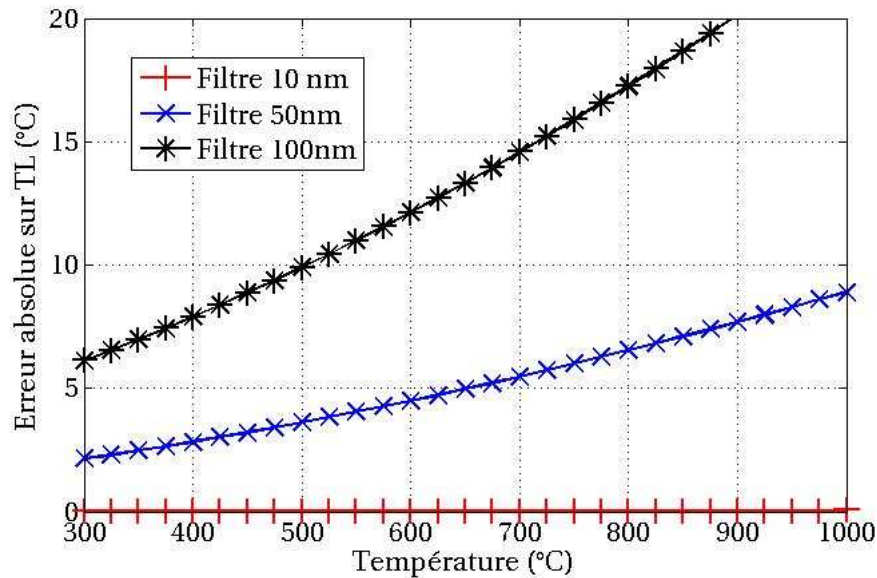


FIG. 3.14 – Ecart absolu sur les températures de luminance ε_{TL} en fonction de la température pour trois filtres gaussiens de largeurs spectrales $100nm$, $50nm$ et $10nm$.

Ainsi, le filtre de largeur $10nm$, quasiment monochromatique, présente des erreurs faibles. En revanche, le filtre de largeur $100nm$ présente des écarts importants, même à faible température. Pour ce matériau fortement sélectif, les filtres de largeurs spectrales $10nm$ et $50nm$ sont éligibles malgré un écart maximal supérieur aux exigences portées par l'étude ($8.9^{\circ}C$ à $1000^{\circ}C$). Il faudra donc être vigilant sur la largeur du filtre lors de manipulations sur l'oxyde d'Erbium à très haute température. Dans ce cas, la largeur spectrale du filtre pourra être de $10nm$. Cependant, pour les autres matériaux, le filtre de largeur $50nm$ est suffisant et de plus permet des mesures à basse température.

Les filtres de largeurs spectrales $10nm$ et $50nm$ induisent des erreurs relativement faibles sur la température de luminance, donc un bon respect des lois de Kirchhoff. La largeur spectrale $50nm$ est sélectionnée, afin de rendre possibles les mesures à basse température.

3.3.5 Synthèse

La température de luminance mesurée par intégration sur une bande spectrale doit être la plus proche possible de sa valeur monochromatique. L'utilisation de filtre "gaussien" de largeur spectrale $50nm$ est un bon compromis de base pour permettre d'atteindre ces performances. D'autres filtres peuvent être choisis pour s'adapter à des matériaux spécifiques et à la gamme de température visée.

3.4 Synthèse sur le dimensionnement des composants

Dans cette section finale, nous résumons les enseignements du chapitre à propos de la transposition du cas monochromatique au cas réel, comprenant l'influence du choix des filtres et des sources d'éclairage, puis nous étudions la compatibilité avec le cahier des charges des mesures établi préalablement dans le chapitre 2.

3.4.1 Enseignements

L'idée maîtresse de ce chapitre est de traiter le problème de l'extrapolation de grandeurs et relations écrites en monochromatique, à leur mesure expérimentale, réalisées au travers de filtres de largeur spectrale donnée, donc intégrées spectralement. La mesure active de la réflectivité bidirectionnelle est elle aussi influencée par la distribution spectrale de la source d'éclairage. Le choix des composants (filtres et source d'éclairage) est capital pour garantir la précision de la température vraie finale. Dans ce chapitre, les caractéristiques des filtres et de la source d'éclairage, notamment leur distribution et largeur spectrale, ont été dimensionnés.

La première simulation a permis de déterminer le paramétrage optimal du modèle à longueur d'onde effective étendue pour une mesure des températures de luminance d'une précision de 1.8°C à 1000°C . Ainsi, pour des largeurs spectrales inférieures à 200nm , un modèle de longueur d'onde effective étendue modélisée à l'ordre 1 en fonction de la température est suffisant. Pour ces largeurs spectrales, la distribution spectrale du filtre (gaussienne, uniforme) n'a pas d'influence sur les performances de la mesure.

D'un point de vue réflectométrique et grâce à l'étude en simulation du rapport $R_{R/E}$, la détermination de la source d'éclairage la plus adaptée au thermoréflectomètre est rendue possible. C'est la diode laser qui, grâce à ses fortes densités de puissance spectrales et spatiales, permet d'obtenir une mesure précise des réflectivités bidirectionnelles pour des corps émissifs portés à 1000°C . Le spot projeté devra être de dimension centimétrique et le faisceau émergent sera préférentiellement collimaté.

Enfin, la mesure des réflectivités étant opérée à partir d'une source d'éclairage quasi-monochromatique, et la mesure des températures de luminance étant intégrée sur une largeur spectrale, un écart aux lois de Kirchhoff est observé. Nous avons vu dans la dernière étude en simulation que pour minimiser cet effet, il était préférable d'utiliser un filtre gaussien de largeur spectrale la plus petite possible. Dans ces conditions, les températures de luminance en mesure intégrée sont proches des valeurs monochromatiques, et les lois de Kirchhoff sont respectées.

En conclusion, et afin d'ouvrir la mesure aux basses températures, les filtres sélectionnés sont gaussiens, de largeur spectrale 50nm . Les longueurs d'onde centrales ont été déterminées au chapitre 2 et sont égales à $1.31\mu\text{m}$ et $1.55\mu\text{m}$, valeurs classiques d'émission pour les diodes laser.

3.4.2 Performances aux longueurs d'onde [$1.310\mu\text{m}$; $1.55\mu\text{m}$]

Les performances des mesures des températures de luminance et des réflectivités bidirectionnelles avec le couple de longueurs d'onde sélectionné $1.31\mu\text{m}$ et $1.55\mu\text{m}$ sont données dans cette section et sont comparées aux exigences du cahier des charges établi au chapitre 2.

Précision de la mesure de température de luminance

Les erreurs relatives au modèle à longueur d'onde effective étendue, avec un filtre gaussien de largeur spectrale 50nm sont présentées sur la figure 3.15, pour les deux longueurs d'onde

sélectionnées. Une erreur sur les niveaux de 4% implique une erreur sur les températures de luminance de 1.8°C .

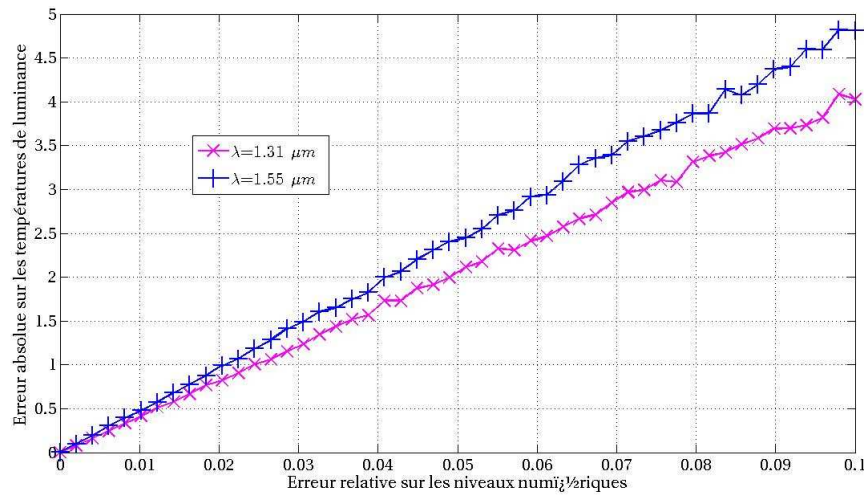


FIG. 3.15 – Erreur sur les températures de luminance

La mesure de température de luminance, avec une caméra équipée de filtres gaussiens de largeur spectrale 50nm est conforme au cahier des charges si l'erreur sur les niveaux numériques n'excède pas 4%.

Rapport de signaux de la mesure de réflectivités bidirectionnelles

En utilisant une source d'éclairage de type diode laser de 20mW , alliée à l'utilisation de filtres gaussiens de largeur spectrale de 50nm , le rapport des signaux à 1000°C satisfait aux mesures. Il est présenté sur la figure 3.16, pour la longueur d'onde $1.31\mu\text{m}$ et figure 3.11 pour la longueur d'onde $1.550\mu\text{m}$. Le $R_{R/E}$ à 1310nm est supérieur à 0.06, même pour l'Inconel, qui est le matériau le moins réfléchissant de notre base de données de simulation.

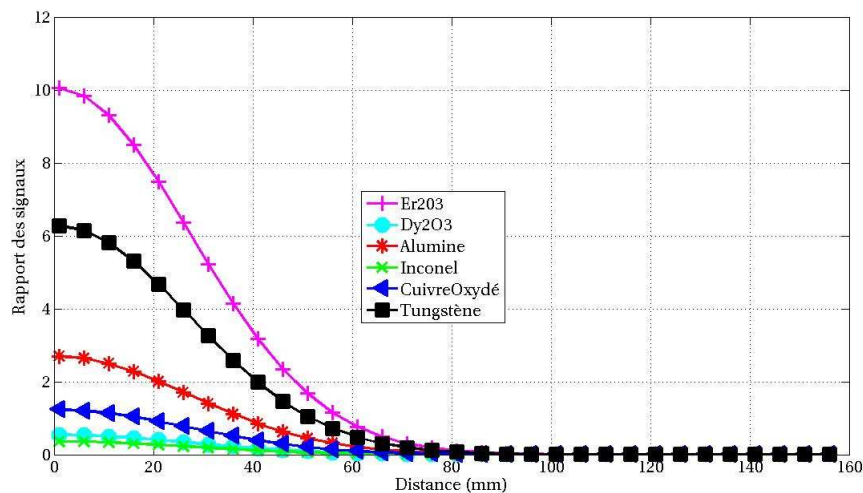


FIG. 3.16 – Rapport de signaux induit pour une diode laser 20mW de longueur d'onde $1.31\mu\text{m}$, et avec un filtre de largeur spectrale 50nm .

La mesure des réflectivités bidirectionnelles, avec une diode laser comme source d'éclairement et avec une caméra équipée de filtres gaussiens de largeur spectrale $50nm$ implique un rapport de signaux suffisant quel que soit le corps étudié, et pour une température maximale de $1000^{\circ}C$.

En résumé, le dimensionnement du prototype présenté dans ce chapitre satisfait au cahier des charges. L'erreur attendue sur la détermination de la température vraie est inférieure à $10^{\circ}C$ pour une température de $1000^{\circ}C$. Le chapitre suivant présente la réalisation du thermoréfectomètre, ses étalonnages et ses performances expérimentales.

4

Développement du Thermoréfectomètre prototype

Sommaire

4.1 Définition de l'architecture matérielle et logicielle	84
4.1.1 Architecture matérielle	84
4.1.2 Architecture logicielle	88
4.2 Caractérisation et correction des défauts temporels et spatiaux de la caméra	89
4.2.1 Signaux délivrés par la caméra	89
4.2.2 Rappels des critères d'évaluation	91
4.2.3 Résultats de la caractérisation des défauts temporels de la caméra	92
4.2.4 Évaluation de l'hypothèse de linéarité de la réponse de la caméra	92
4.2.5 Résultats de la caractérisation de l'uniformité de la caméra	94
4.2.6 Corrections des défauts temporels et de non uniformité de la caméra . .	96
4.3 Caractérisation spectrale de la caméra	98
4.3.1 Rappel de la définition de l'aberration chromatique	98
4.3.2 Caractérisation qualitative du décalage induit par les aberrations chromatiques	98
4.3.3 Caractérisation quantitative du décalage induit par les aberrations chromatiques	99
4.4 Etalonnages	100
4.4.1 Etalonnage thermique	101
4.4.2 Etalonnage réflectométrique	103
4.4.3 Etalonnage géométrique pour la correction des aberrations chromatiques	105
4.5 Evaluation de la précision de mesure du thermoréfectomètre en situation d'étalonnage	106
4.5.1 Précision de la mesure de champs de températures de luminance	107
4.5.2 Précision de la mesure de champ de réflectivités bidirectionnelles	108
4.6 Conclusion et performances globales du thermoréfectomètre	109

Ce chapitre traite de la mise en oeuvre pratique du prototype de thermoréfectomètre et de ses performances.
Le premier objectif est de définir l'architecture matérielle du thermoréfectomètre et définir

les choix technologiques : concrètement, choisir une caméra et des composants dont les propriétés spectrales et dynamiques sont adaptées à notre cahier des charges. Ces points font l'objet du sous chapitre 4.1 qui présente le dispositif prototype. L'appareil conçu est caractérisé en comparant les signaux réels aux signaux idéaux. Les caméras et les dispositifs associés (optique, filtres) sont analysés dans un espace à quatre dimensions : le spectral, le thermique, le spatial et le temporel. Dans le sous chapitre 4.2, l'objectif est d'évaluer les défauts spatiaux de la chaîne de mesure en lien avec l'uniformité de l'image fournie par la caméra. Dans le sous chapitre 4.3, les défauts chromatiques en lien avec les différentes longueurs d'onde sont étudiés. Le sous chapitre 4.4 présente et évalue les étalonnages thermiques et réflectométriques avec la prise en compte des défauts mis en évidence. Enfin, la dernière étape (sous chapitre 4.5) est celle de la mesure proprement dite des grandeurs d'intérêt : champs de réflectivités bidirectionnelles et de températures de luminance. Le dernier sous chapitre 4.6 résume les performances pratiques globales du prototype de thermoréfectomètre. Nous rappelons que, pour une précision de 10°C à 1000°C sur la détermination de la température vraie, les précisions attendues sont de 1.8°C sur les températures de luminance, de 0.0038sr^{-1} sur les réflectivités bidirectionnelles.

4.1 Définition de l'architecture matérielle et logicielle

Cette section détaille les choix technologiques d'une part pour les sous ensembles matériels de mesure des réflectivités et des températures de luminance, et d'autre part pour le logiciel d'acquisition, de commande et traitement des mesures thermoréfectométriques.

4.1.1 Architecture matérielle

D'après les chapitres précédents, le prototype doit comporter une source d'éclairage surfacique bichromatique de type diode laser, et un système de détection bichromatique proche infrarouge. Selon ces objectifs, deux architectures sont proposées et présentées sur la figure 4.1. Leurs points communs sont d'une part le déport de la source d'éclairage dans une direction proche de la normale à la surface visée (en pratique 10°), et d'autre part la visée sur le corps d'étude identique pour les deux longueurs d'onde. La première architecture se caractérise par l'utilisation d'une lame dichroïque et de deux détecteurs travaillant chacun à une longueur d'onde, et la seconde par l'utilisation d'un détecteur unique et d'une sélection spectrale. Ces points sont essentiels car ils conditionnent la cohérence des résultats obtenus par la fusion des images aux deux longueurs d'onde.

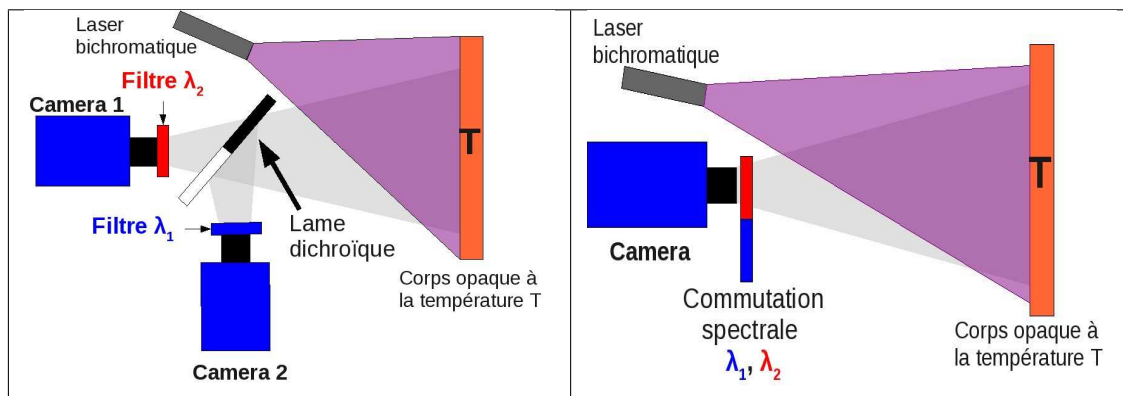


FIG. 4.1 – Architecture à deux caméras (pyroréfectomètre matriciel) et architecture mono-caméra.

La première architecture, que nous dénommerons **pyroréfectomètre matriciel**, est une transposition de l'appareil "pyroréfectomètre" ([Her05]) à une mesure 2D. Elle propose l'utilisation de deux caméras équipées de deux filtres centrés aux longueurs d'onde $1.31\mu m$ et $1.55\mu m$. Les flux émis et réfléchis par le corps d'étude sont détectés simultanément par les deux détecteurs grâce à une lame dichroïque disposée à 45° par rapport à la normale au corps d'étude. Ainsi, 50% du flux est transmis vers le détecteur à $1.55\mu m$ et les 50% restants sont réfléchis vers le détecteur à $1.31\mu m$.

La seconde architecture, que nous dénommerons **thermoréfectomètre**, propose une détection aux deux longueurs d'onde réalisée par commutation spectrale et l'utilisation d'un détecteur unique. Les images aux deux longueurs d'onde ne peuvent donc pas être obtenues simultanément, mais successivement après un temps de commutation. La dénomination donnée à la méthode présentée dans ce manuscrit provient de cette approche radicalement différente : l'utilisation d'une caméra multispectrale unique se rapproche du domaine de la thermographie (thermo), mais est combinée à un système de mesure de réflectivité (réflectométrie) afin de créer une caméra active.

Pour procéder au choix d'une architecture, rappelons le critère fondamental pour le bon fonctionnement d'un appareil de mesure matriciel multispectral : **les images enregistrées aux différentes longueurs d'onde doivent être représentatives de la même scène physique**. Cette condition évidente mais fondamentale peut être divisée en trois caractéristiques :

- Respect de la cohérence spatiale : les images à fusionner doivent représenter les mêmes scènes physiques.
- Respect de la cohérence spectrale : les images enregistrées avec des filtres interférentiels doivent représenter la même scène physique que celles obtenues sans filtres, sans distorsion ni floutage de l'image.
- Respect de la cohérence temporelle : les images à fusionner doivent être enregistrées dans un délai pour lequel les propriétés de la scène étudiée n'évoluent pas.

Pour la cohérence spatiale, il est préférable d'utiliser une seule caméra. En effet, chaque détecteur matriciel est unique, et possède ses propres défauts qui perturbent la mesure. Pour un système à 2 caméras, le nombre de défauts après la fusion d'images est la somme des défauts de chaque caméra : l'image de fusion est plus bruitée que l'image originale.

De plus, la lame dichroïque implique une inversion latérale de l'image de réflexion (ici pour λ_1). Ce défaut doit impérativement être corrigé par traitement d'image. Enfin, une bonne cohérence spatiale ne peut être atteinte que par un alignement précis des caméras et de la lame dichroïque, ce qui constitue une limitation très contraignante pour un système qui se veut amovible et embarqué.

Pour la cohérence spectrale, et d'après les conclusions sur la cohérence spatiale, il est difficile d'obtenir deux images à deux longueurs d'onde parfaitement superposables pour un système à deux caméras. De plus, l'utilisation de systèmes optiques du type "lame dichroïque" et "filtres interférentiels" amplifie les aberrations chromatiques. Pour le système à une caméra, seuls les filtres sont limitants.

Pour la cohérence temporelle, le système à deux caméras présente un avantage. Les images aux deux longueurs d'onde sont acquises simultanément, alors qu'elles le sont successivement (moyennant le temps de commutation des filtres), pour le système à caméra unique.

En définitive, nous choisirons l'architecture à caméra unique pour le prototype de thermoréfectomètre. En effet, la validation de la méthode est prévue dans un premier temps sur des scènes relativement stables thermiquement mais pouvant comporter de fortes variations spectrales. C'est pourquoi nous privilégions l'aspect spatial et spectral, par rapport à l'aspect

temporel. De plus, l'architecture à une caméra est bien plus amovible que l'architecture à deux caméras.

4.1.1.1 La caméra proche infrarouge

Plusieurs technologies de caméra existent dans le proche infrarouge et sont répertoriées dans l'article [Rog12]. Le tableau 4.1 résume leurs principaux défauts et avantages dans le proche infrarouge. Comme critères de sélection, retenons que la caméra doit présenter une bonne détectivité, une réponse spectrale acceptable entre 1 et $3\mu m$ et enfin un refroidissement modéré (autour de $0^{\circ}C$) et peu encombrant.

Technologies	Points positifs	Points négatifs
HgCdTe (MCT)	Très flexible, Large bande spectrale	Faible rendement, Coût élevé, Non-uniformité importante, Peu adapté en dessous de $2\mu m$
InSb	Très bonne sensibilité	Refroidissement important ($70K$), Variation du courant d'obscurité, Peu adapté en dessous de $2\mu m$
InGaAs	Bonne sensibilité entre 0.9 et $1.7\mu m$, Utilisable à température ambiante, Faible bruit	Courant d'obscurité en mode photoconducteur
PbS/PbSe	Faible coût	Courant d'obscurité important

TAB. 4.1 – Principaux détecteurs matriciels proche infrarouge.

La caméra sélectionnée pour le prototype est une caméra à base de détecteur InGaAs, de par sa forte sensibilité à température ambiante et son bruit relativement faible. Dans la gamme de produits proposés par les fabricants de caméra InGaAs, le critère de sélection principal a été la facilité d'accès au signal quasi-brut du détecteur en niveaux numériques NN . Des caméras dites "ouvertes" ont été privilégiées pour accéder aux données des détecteurs non traitées.

Le détecteur matriciel du prototype est une caméra de modèle Xeva, de technologie InGaAs, développé par l'entreprise Xenics. Sa résolution spatiale en pixels est de $320 * 256$ et sa résolution numérique est de 12 bits. Son rendement quantique est élevé (0.85) pour des longueurs d'onde situées entre $0.9\mu m$ et $1.7\mu m$. Le temps d'intégration de $1\mu s$ à $1s$ permet l'acquisition du signal sur une très large dynamique de flux.

La caméra est équipée d'un objectif proche infrarouge, de marque KOWA, de focale $50mm$, et dont l'ouverture numérique varie de 1.4 à la fermeture complète. La valeur de l'ouverture numérique alliée au contrôle du temps d'intégration offre une dynamique de mesure très élevée. Dans cette étude, le diaphragme sera complètement ouvert pour accéder à des températures basses, autour de $300^{\circ}C$.

La caméra est commandée depuis la centrale de commande et d'acquisition par liaison USB.

4.1.1.2 La sélection spectrale

L'architecture à une caméra sélectionnée implique une commutation spectrale des longueurs d'onde pour la détection bichromatique. Deux voies sont envisagées pour la commu-

tation : 1- Commutation interne : technologie de détecteurs Dual-Band troisième génération.
2- Commutation externe active.

Pour la première solution, le détecteur équipant la caméra possède deux réponses spectrales situées à des longueurs d'onde différentes. La sélection d'une des réponses spectrales se fait en fonction de la polarisation du détecteur, la commutation est donc électrique et interne à la caméra. Les technologies de détecteurs de type QWIP ou type-II superlattice permettent d'obtenir ces doubles réponses spectrales dans l'infrarouge moyen et l'infrarouge long, comme le montre [RWF⁺06]. Ces systèmes sont très avantageux d'un point de vue encombrement et rapidité de commutation. Malheureusement, dans la bande spectrale proche infrarouge, à notre connaissance, aucune technologie Dual Band n'est disponible.

Reste donc la deuxième solution de commutation externe des filtres. Les systèmes de filtres accordables à base de cristaux liquides sont désormais couramment utilisés, comme le montre [Gat00]. Le filtre est placé devant le détecteur, et la tension le traversant fait varier la longueur d'onde centrale de transmission. Dans l'article de [WLT⁺12], un système à filtre accordable (ou **Varispec**) est caractérisé. Les aberrations chromatiques sont assez faibles (1 pixels au maximum) et la vitesse de commutation est de l'ordre de 200ms. Cette solution, peut être envisagée pour des mesures de températures élevées car la largeur spectrale du filtre est assez faible (20nm au maximum).

Pour une mesure d'une large gamme de température, un système classique de **commutation mécanique** est préféré. Il inclut des systèmes de **roues à filtres** motorisées qui permettent la commutation rotative des filtres devant l'objectif de la caméra. La roue à filtre sélectionnée doit être rapide, commandable et précise dans le positionnement et le parallélisme des filtres entre eux afin de garantir de bonnes cohérences entre les images aux différentes longueurs d'onde. La roue à filtre choisie pour le thermoréfectomètre prototype est de marque Sutter Instrument, son système de motorisation permet un positionnement précis des filtres devant l'objectif de la caméra par liaison série.

4.1.1.3 Filtres interférentiels

Les filtres qui équipent la roue motorisée sont élaborés par l'entreprise Omega. Ils sont centrés sur les longueurs d'onde 1.310 et 1.550 μm avec des largeurs spectrales de 50nm, comme l'atteste le spectre 4.2, obtenue par spectrométrie en transmission.

Les filtres interférentiels caractérisés sont conformes aux caractéristiques attendues : trans-

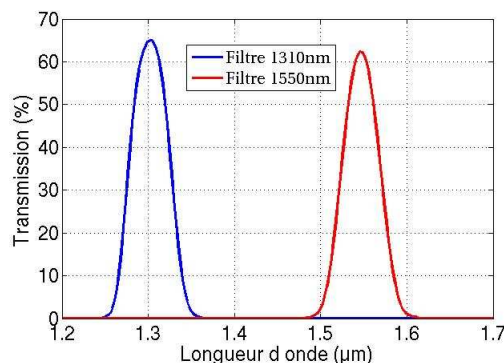


FIG. 4.2 – Transmission spectrale des filtres interférentiels

mission gaussienne, de largeur spectrale 50 nm et centrés sur les longueurs d'onde 1.31 μm et

$1.55\mu m$. Un obturateur est disposé dans un des emplacements de la roue à filtres et permet la mesure en ligne des signaux d'obscurité.

4.1.1.4 La source d'éclairement

Suite à l'étude menée au chapitre 3, les sources d'éclairement choisies sont de type diode laser. Elles délivrent un flux optique monochromatique centré autour de $1.310\mu m$ et $1.550\mu m$. La puissance optique peut être ajustée entre 0 et $20mW$. En sortie de diode, une fibre optique monomode guide le rayonnement vers un coupleur optique qui fusionne spatialement les deux longueurs d'onde (cf. figure 4.3). En sortie du coupleur, le rayonnement est divergent et bichromatique.

Le faisceau est mis en forme par un premier collimateur pour obtenir un faisceau de diamètre $4mm$. L'élargissement de ce faisceau est réalisé par un module collimateur/élargisseur, qui élargit le spot d'un rapport 10 à 20. Le faisceau en sortie d'élargisseur est de $5cm$ de diamètre. La puissance électrique est fournie et contrôlée par des convertisseurs analogique/numérique reliés à la centrale de commande par liaison *USB*. La sortie 0 – 10V du convertisseur est reliée à l'entrée trigger externe des sources d'alimentation laser.

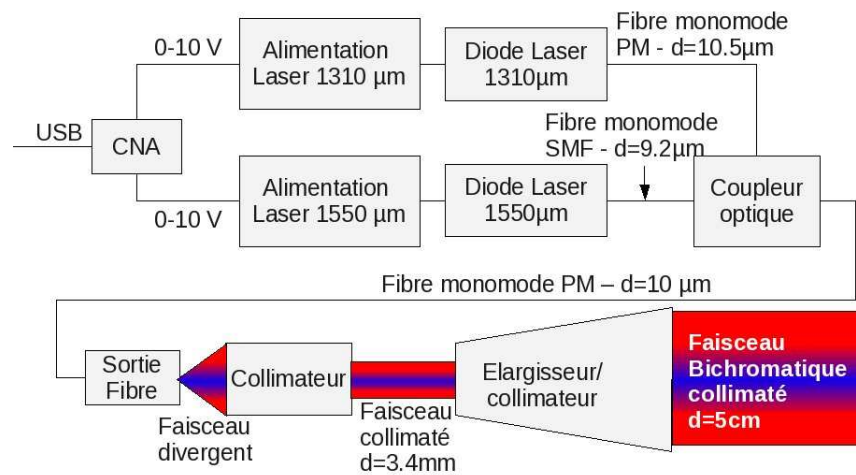


FIG. 4.3 – Représentation schématique de la source d'éclairement étendue du thermoréfectomètre

4.1.1.5 Conclusion

L'architecture du thermoréfectomètre prototype est présentée sur la figure 4.4. Elle comprend une source laser bichromatique (item 1), une roue à filtre (item 2), une caméra proche infrarouge (item 3) et un système d'acquisition de données et de commande. Ces éléments sont assemblés sur le même pied, ce qui fait du prototype un appareil compact et transportable. Le collimateur/élargisseur laser est monté sur une platine rotative à deux degrés de liberté, permettant le positionnement précis du spot laser sur la scène visé. La roue à filtres et l'objectif sont assemblés par une bague d'adaptation, qui relie les deux parties (roue et objectif) par vissage.

4.1.2 Architecture logicielle

Le logiciel de thermoréfectométrie "M-thermique" a été développé, avec pour finalité d'automatiser la mesure du champ de température vraie à partir de la mesure à deux longueurs d'onde du champ de températures de luminance et de réflectivités bidirectionnelles. Il est écrit

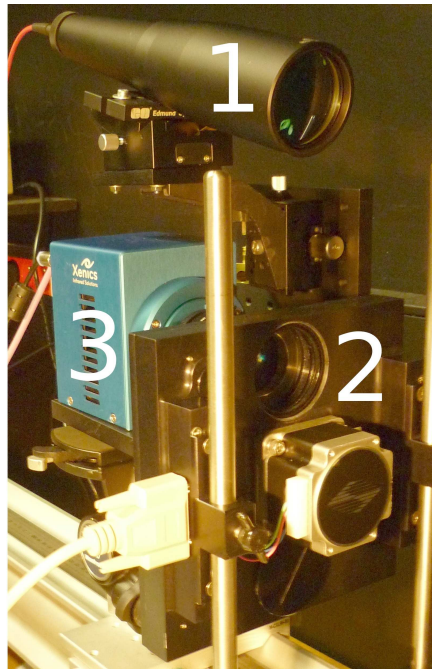


FIG. 4.4 – Prototype de thermoréfectomètre

en $C++$ sur une station Linux, Fedora, afin de s'adapter aux standards de programmation du laboratoire. Il gère les sous-étapes de la méthode thermoréfectométrique pour délivrer en temps réel le champ de températures vraies du corps étudié. La communication inter composants fait appel aux primitives de synchronisation appelées Mutex. Le logiciel comprend :

- Les modules de commande des différents composants matériels : caméra, roue à filtres, lasers.
- Les modules d'acquisition des images de la caméra de manière cadencée, d'état de la roue à filtre et des lasers.
- Les modules de traitement nécessaires au calcul des sorties principales du logiciel (températures vraies, facteur de diffusion) et des résultats intermédiaires (températures de luminance, réflectivités bidirectionnelles).

La figure 4.5 présente une copie d'écran du logiciel en fonctionnement. L'onglet "réflectométrie" est sélectionné, les réflectivités bidirectionnelles sont mesurées. Les autres onglets correspondant aux autres mesures sont également visibles dans le menu, à gauche.

4.2 Caractérisation et correction des défauts temporels et spatiaux de la caméra

Le détecteur matriciel utilisé comporte des défauts qui entraînent des erreurs de mesure sur le champ de températures vraies calculé. Ce sous-chapitre se focalise sur l'identification et l'évaluation des défauts spatiaux, causés par les différences de réponse entre les pixels de la matrice de détection, en condition d'obscurité et d'éclairement uniforme.

4.2.1 Signaux délivrés par la caméra

Les défauts spatiaux causés par l'hétérogénéité des pixels de la matrice des pixels sont décrits et quantifiés selon l'approche proposée par [IMUW08].

D'un point de vue mesure, le signal de chaque pixel est considéré comme indépendant des

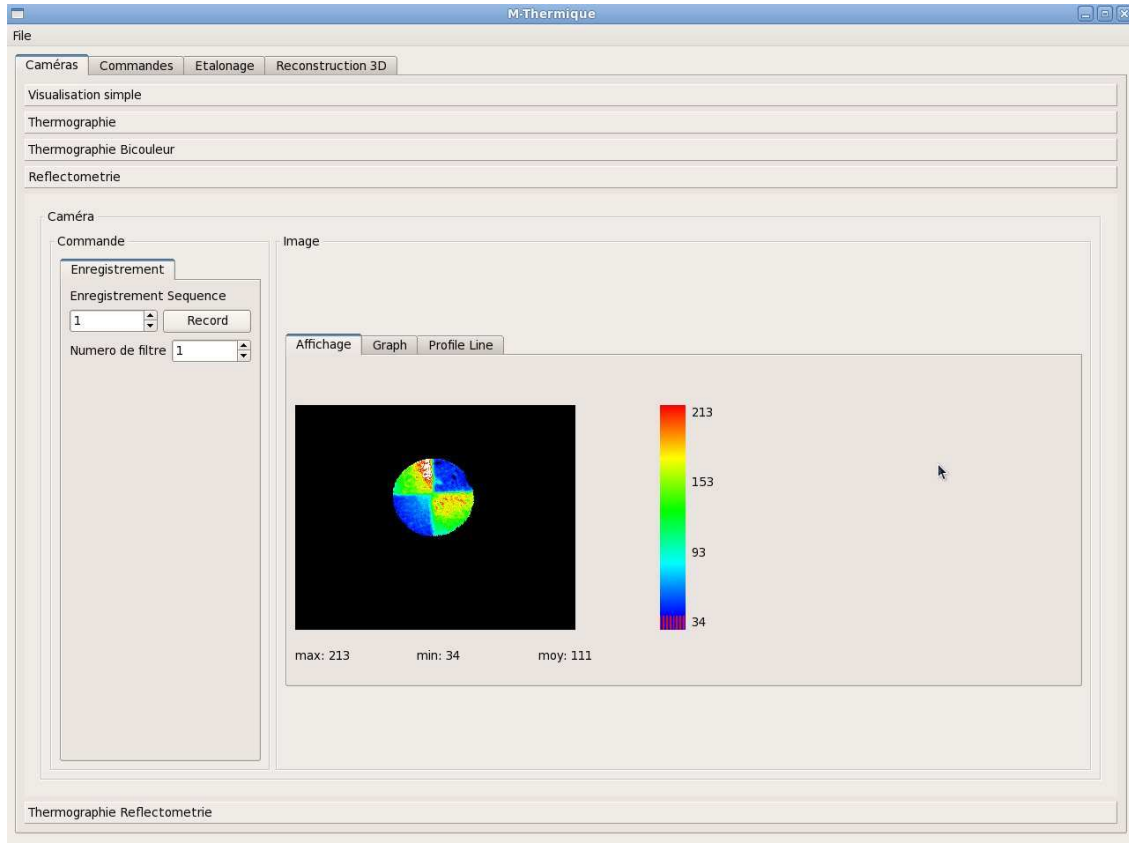


FIG. 4.5 – Copie d'écran du logiciel M-thermique en mode “Réflectométrie”

autres et est étalonné individuellement. En premier lieu, les pixels ayant des signaux anormaux par rapport au reste de la matrice sont identifiés et éliminés.

Pour les pixels valides, le signal résulte de trois contributions : signal dû au flux reçu (thermique et/ou réfléchi), noté $\phi(\lambda, T)$, signal provenant du courant d'obscurité et du Fixed Pattern Noise (FPN), noté I_d^{obs} , et du signal produit par des sources de bruit temporel. Les effets de ces dernières sont minimisés par le calcul de la moyenne du signal sur N images. Le signal moyenné est noté $\bar{I}_d$. Il dépend du temps d'intégration ti qui permet de régler son niveau afin d'éviter la saturation et de se situer au dessus du bruit. Nous supposons que la caméra produit un signal linéairement proportionnel au flux reçu.

Selon ces considérations, le signal moyenné par chaque pixel de coordonnées u et v , noté $\bar{I}_d(u, v)$, est donné selon l'équation (4.1).

$$\bar{I}_d(u, v) = K(u, v) \cdot \phi(\lambda, T) \cdot ti + \bar{I}_d^{obs}(u, v) \quad (4.1)$$

avec $K(u, v)$ la sensibilité spectrale des pixels ($NN.s^{-1}.W^{-1}$).

Le signal d'obscurité, quant à lui, est donné par l'équation (4.2).

$$\bar{I}_d^{obs}(u, v) = a(u, v) \cdot ti + I_d^0(u, v) \quad (4.2)$$

avec $a(u, v)$ la sensibilité du pixel dans l'obscurité et $I_d^0(u, v)$ le signal d'offset lié au FPN . Les paramètres a et I_d^0 sont relatifs à chaque pixel et impliquent un signal non nul en conditions d'obscurité. Les termes de ces signaux sont évalués à travers les critères rappelés dans le paragraphe suivant.

4.2.2 Rappels des critères d'évaluation

Les critères d'évaluation temporels et spatiaux de la caméra sont définis dans ce sous-chapitre.

4.2.2.1 Critères d'évaluation du bruit temporel

L'évaluation du bruit temporel est réalisée sur une scène stable temporellement, par exemple une image d'obscurité obtenue en disposant un obturateur devant l'objectif caméra. Cette évaluation repose sur la mesure de la variation temporelle des niveaux numériques autour de la valeur moyenne. Les paramètres $a(u, v)$ et $I_d^0(u, v)$ sont considérés comme stables dans le temps. Sur N échantillons d'images similaires pris à des instants différents, le bruit temporel est donné par l'écart-type, noté $\bar{\sigma}$, du signal de chaque pixel par rapport à la moyenne temporelle $\bar{I}_d^{obs}$ selon l'équation (4.3).

$$BT(u, v) = \bar{\sigma}(I_d^{obs}(u, v)) \quad (4.3)$$

4.2.2.2 Critères d'évaluation des défauts en conditions d'obscurité

Les défauts principaux en conditions d'obscurité sont évalués en mesurant le signal moyenné sur N signaux délivrés par la caméra dans l'obscurité. Les critères FPN et DC correspondant aux équations (4.4) et (4.5) sont introduits pour quantifier ces défauts. Ces deux critères demandent au préalable l'identification des paramètres estimés $\hat{I}_d^0$ et $\hat{a}$ de l'équation (4.2).

Le FPN , calculé selon l'équation (4.4), donne les hétérogénéités sur l'image, des ordonnées à l'origine de la courbe des niveaux numériques en obscurité en fonction du temps d'intégration.

$$FPN(u, v) = \left| \frac{\hat{I}_d^0(u, v) - \frac{1}{N_c \cdot N_l} \cdot \sum_{u=1, v=1}^{N_l, N_c} \hat{I}_d^0(u, v)}{\frac{1}{N_c \cdot N_l} \cdot \sum_{u=1, v=1}^{N_l, N_c} \hat{I}_d^0(u, v)} \right| \quad (4.4)$$

Ce bruit existe sur toutes les images de la caméra et devient prépondérant pour les temps d'intégration faibles. Il est représentatif des bruits spatiaux indépendants du temps d'intégration et retranscrit bien le motif de fond de l'image (Fixed Pattern Noise).

Le Dark Current (DC) est calculé à partir de l'équation (4.5).

$$DC(u, v) = \left| \frac{\hat{a}(u, v) - \frac{1}{N_c \cdot N_l} \cdot \sum_{u=1, v=1}^{N_l, N_c} \hat{a}(u, v)}{\frac{1}{N_c \cdot N_l} \cdot \sum_{u=1, v=1}^{N_l, N_c} \hat{a}(u, v)} \right| \quad (4.5)$$

Il représente les coefficients directeurs des courbes des niveaux numériques en fonction du temps d'intégration. Ce bruit est donc à multiplier par la valeur du temps d'intégration et s'avère notable pour les forts temps d'intégration. Il est représentatif des bruits spatiaux relatifs à la génération de charges dans le détecteur par effet thermoélectrique.

4.2.2.3 Critères d'évaluation des défauts en conditions d'illumination

En conditions d'éclairage uniforme, les différences entre les sensibilités de chaque pixel sont évaluées. Dans un premier temps, pour avoir un signal utile $\bar{I}_{dc}$ assimilable au signal idéal des chapitres précédents, il est nécessaire de soustraire au signal généré en condition d'éclairage uniforme le signal d'obscurité selon l'équation ci-dessous :

$$\bar{I}_{dc}(u, v) = \frac{\bar{I}_d(u, v) - \bar{I}_d^{obs}(u, v)}{ti} = K(u, v) \cdot \phi(\lambda, T) \quad [NN.s^{-1}] \quad (4.6)$$

Cette équation suppose que la réponse de la caméra est linéaire en fonction du courant d'obscurité et du flux d'entrée. Cette hypothèse sera vérifiée dans le paragraphe suivant.

Les variations du flux d'éclairement sont obtenues par enregistrement des images d'un corps noir de $500^{\circ}C$ à $900^{\circ}C$, et en calculant le flux thermique selon l'équation (3.2), dans toute la bande spectrale de la caméra. Les défauts globaux de sensibilité de la caméra sont évalués, sans l'influence spectrale des filtres interférentiels.

Le critère *PRNU* (Photo Response Non Uniformity) est calculé à partir de l'équation (4.7).

$$PRNU(u, v) = \left| \frac{\hat{K}(u, v) - \frac{1}{N_c \cdot N_l} \sum_{u=1, v=1}^{N_c, N_l} \hat{K}(u, v)}{\frac{1}{N_c \cdot N_l} \sum_{u=1, v=1}^{N_c, N_l} \hat{K}(u, v)} \right| \quad (4.7)$$

Le paramètre estimé $\hat{K}(u, v)$ est obtenu par identification de l'équation (4.6) à un polynôme de degré 1 en fonction du temps d'intégration. La *PRNU* représente l'écart en sensibilité des pixels par rapport à la sensibilité moyenne de la matrice entière.

4.2.3 Résultats de la caractérisation des défauts temporels de la caméra

Ce sous-chapitre réunit les résultats de la caractérisation des défauts temporels de la caméra proche infrarouge.

4.2.3.1 Pixels défectueux

Pour la caméra équipant le thermoréfectomètre prototype, les pixels délivrant des niveaux numériques forts à faible temps d'intégration, et ceux exhibant des niveaux numériques faibles à fort temps d'intégration sont identifiés. Sept cent trente sept ont été comptabilisés, ce qui représente une proportion inférieure à 1%. Ces pixels sont ignorées dans le reste de l'étude.

Les pixels défectueux représentent 1% de la population totale des détecteurs de la caméra, il ne sont pas pris en compte dans la mesure.

4.2.3.2 Bruit temporel en condition d'obscurité

Le bruit temporel est évalué sur un jeu d'images d'obscurité prises à un temps d'intégration élevé de 1s. Il est très faible et reste compris entre 1 et 3 NN sur toute la matrice, comme le montre la figure 4.6. La non uniformité du bruit temporel est distribuée aléatoirement. Ce défaut est minimisé par un certain nombre de moyennage dans le temps (en pratique sur $N = 50$ images).

Le bruit temporel est faible et minimisé par une moyenne sur 50 images.

4.2.4 Évaluation de l'hypothèse de linéarité de la réponse de la caméra

Les équations (4.2) et (4.1) supposent que la réponse de la caméra est linéaire en conditions d'obscurité et d'éclairement normal. Ce paragraphe nous permet de vérifier cette hypothèse.

4.2.4.1 Linéarité de la réponse de la caméra par rapport au temps d'intégration en conditions d'obscurité

Pour chaque pixel de la matrice, nous calculons un signal moyenné sur 50 images en conditions d'obscurité, $\bar{I}_d^{obs}(u, v)$ pour une gamme de temps d'intégration $[3; 1000000]\mu s$. Les valeurs de ce signal moyennées spatialement, $\bar{\bar{I}}_d^{obs}$, sont représentées sur la figure 4.7 en fonction du temps d'intégration.

4.2. Caractérisation et correction des défauts temporels et spatiaux de la caméra

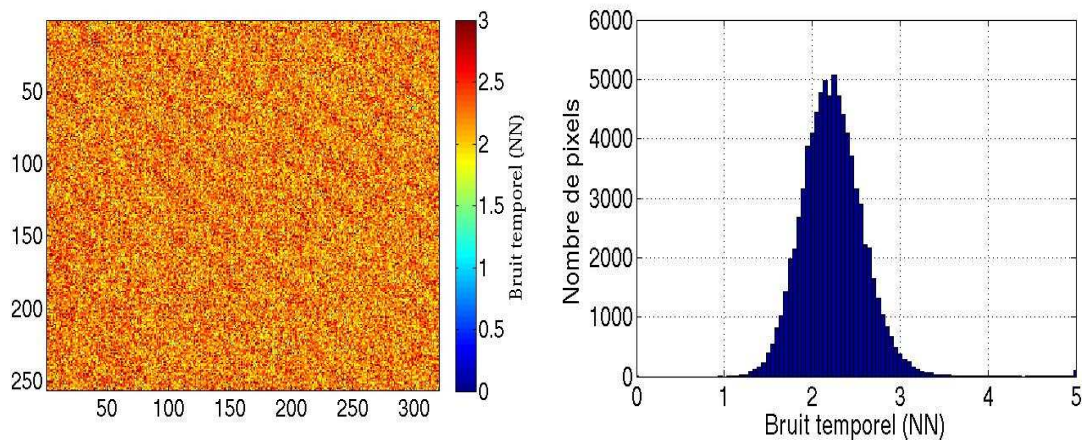


FIG. 4.6 – Bruit temporel de la caméra en image (gauche) et histogramme associé (droite)

Sur cette figure sont également représentées les valeurs estimées du signal par un polynôme d'ordre 1 qui est ajusté à la courbe expérimentale. Signalons que cette identification est réalisée en pondérant de manière importante les temps d'intégrations faibles.

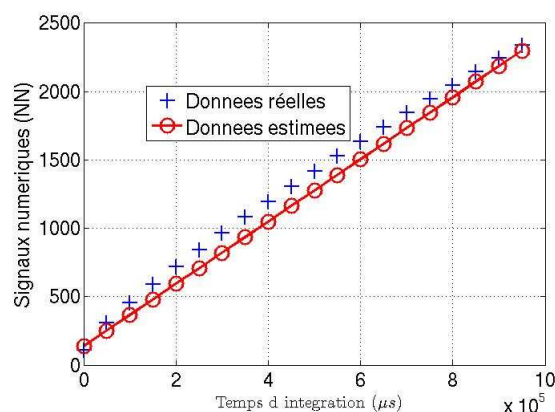


FIG. 4.7 – Réponse de la caméra en fonction du temps d'intégration en conditions d'obscurité.

L'étude de la courbe 4.7 montre une différence maximale entre la réponse expérimentale et théorique de 20%. Pour des temps d'intégration inférieurs à $100000\mu s$ (plage de variation du temps d'intégration acceptée pour cette étude), la linéarité est meilleure et l'écart est égal à 10% maximum.

En conclusion, l'estimation des paramètres $\bar{I}_d^{obs}(u, v)$ et $\hat{a}(u, v)$ par un modèle à l'ordre 1 est acceptable dans un objectif de caractérisation des hétérogénéités de la matrice.

Des travaux complémentaires montrent que la variation réelle du signal de la caméra en fonction du temps d'intégration est approximée au mieux par un polynôme d'ordre 3. Une correction de la linéarité en fonction du temps d'intégration serait nécessaire pour rester conforme au modèle proposé (Equ. (4.1) et (4.6)). Cependant, afin de ne pas alourdir les traitements de la méthode, et au regard des plages de travail du prototype ($[0 - 100000\mu s]$), nous considérerons que l'approximation à l'ordre 1 est suffisante pour le prototype de thermoréfectomètre.

Malgré une différence de 20%, la réponse de la caméra en condition d'obscurité est supposée linéaire et la proportionnalité du signal d'obscurité en fonction du temps d'intégration est établie.

4.2.4.2 Linéarité de la réponse de la caméra par rapport au flux reçu en conditions d'illumination

Pour caractériser sa réponse, le prototype est placé devant une source corps noir dont on va faire varier la température entre 500°C et 900°C . La moyenne spatiale du signal corrigé $\tilde{I}_{dc}$ de l'équation (4.6) est affichée sur la figure 4.8 en fonction de la luminance intégrée sur la bande spectrale du détecteur (quantité proportionnelle au flux).

L'allure ressemble à celle d'une courbe en "S", l'écart maximal avec la courbe estimée à l'ordre 1 est égal à 8%. Nous considérerons ici aussi, que dans un objectif de caractérisation de la non uniformité, le modèle à l'ordre 1 est suffisant. Cependant, en phase de mesure, il serait nécessaire d'introduire une correction de linéarité afin de rester conforme au modèle proposé, surtout pour des scènes très contrastées et variant dans le temps. Le principe de la correction de linéarité est exposé dans l'article [SW07].

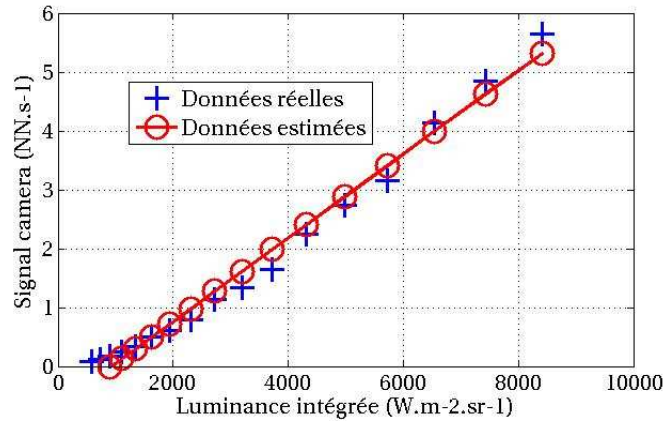


FIG. 4.8 – Réponse moyenne des détecteurs en réponse au flux

La linéarité du détecteur en fonction du flux reçu n'est pas rigoureusement satisfaite. Cependant nous considérerons l'approximation à l'ordre 1 comme suffisante en première approche.

4.2.5 Résultats de la caractérisation de l'uniformité de la caméra

Ce paragraphe est dédié à la caractérisation de l'uniformité de la caméra selon les critères définis précédemment.

4.2.5.1 Résultats sur l'uniformité de la caméra en conditions d'obscurité

Les critères de FPN et de DC rappelés dans les équations (4.4) et (4.5) impliquent les calculs des paramètres $\hat{I}_d^0(u, v)$ et $\hat{a}(u, v)$. Ils sont déterminés à partir des courbes de variation des niveaux numériques en fonction du temps d'intégration, qui sont analogues à celle de la figure 4.7, et ce pour chaque pixel. Les résultats en terme de valeurs moyennes spatiales, notées $\bar{x}$, et d'écart type noté $\bar{\sigma}(x)$ sont présentés sur le tableau 4.2.

4.2. Caractérisation et correction des défauts temporels et spatiaux de la caméra

	Obscurité : $\bar{I}_d^{obs} = a(u, v) \cdot ti + Id_0(u, v)$			
x	$\hat{I}_d^0(u, v)$ (NN)	$\hat{a}(u, v)$ ($NN, \mu s^{-1}$)	$FPN(\%)$	$DC(\%)$
$\bar{x}$	138	$2.28 \cdot 10^{-3}$	-	-
$\bar{\sigma}(x)$	59	$1.52 \cdot 10^{-4}$	33	5.77

TAB. 4.2 – Valeurs des paramètres des équations de FPN et de DC rappelés dans les équations (4.4) et (4.5).

La valeur moyenne à l'origine $\hat{I}_d^0$, est relativement élevée (138NN) et présente un écart type important (59NN). La figure 4.9 présente l'image du FPN calculé avec les valeurs du tableau 4.2 et son histogramme associé.

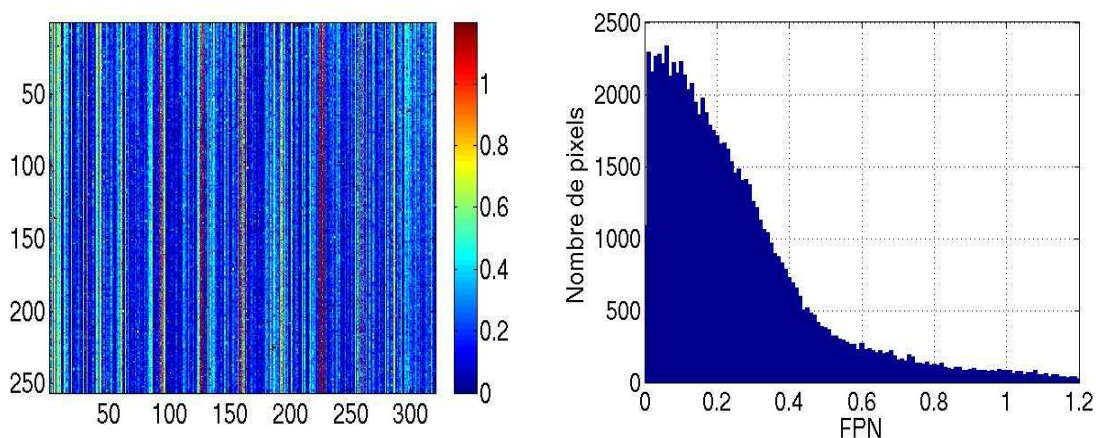


FIG. 4.9 – Fixed Pattern Noise de la caméra en image (gauche) et histogramme (droite)

Elle révèle un motif à bandes verticales qui, selon [EFML98], est imputable au réseau électrique de lecture des détecteurs.

Le critère FPN met en évidence un défaut fortement hétérogène qui peut induire une différence de niveaux numériques entre pixels de 30% environ, sur une scène uniforme, soit dans le pire cas (à $6\bar{\sigma}(\hat{I}_d^0)$) de 354NN. Il est prépondérant pour les faibles temps d'intégration, et doit être corrigé.

En ce qui concerne les valeurs moyennes des coefficient directeurs $\hat{a}$ des courbes de variation des niveaux numériques en fonction du temps d'intégration, (cf. tableau 4.2), elles sont prépondérantes pour des temps d'intégration dépassant $100000\mu s$. Comme le montre la figure 4.10, le critère DC , calculé à partir des valeurs du tableau 4.2, présente un motif de fréquence spatiale faible. Le critère DC étant représentatif de la génération de charges par effet thermoélectrique (cf. article[MvN⁺94]), ce motif peut être imputé aux défauts de refroidissement de la matrice de détecteurs, liés par exemple aux irrégularités de collage de l'étage Peltier sur les détecteurs.

Le critère DC révèle un défaut induisant une hétérogénéité de 6%, prépondérante pour les forts temps d'intégration et qui doit être corrigé.

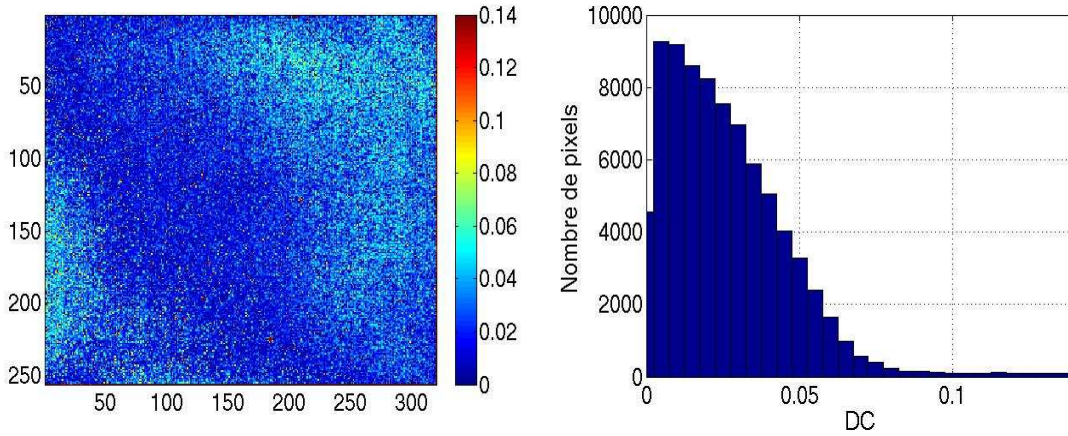


FIG. 4.10 – Dark Current de la caméra en image (gauche) et histogramme (droite)

4.2.5.2 Résultats sur l'uniformité de la caméra en conditions d'illumination

La critère $PRNU$ est calculé pour la partie de la caméra illuminée uniformément par un corps noir cavité. Le paramètre $\hat{K}(u, v)$ de l'équation (4.7) est déterminé à partir de la courbe de variation des niveaux numériques en fonction du flux, et ce pour chaque pixel concerné (courbe analogue à celle de la figure 4.8). La valeur moyenne et l'écart-type du paramètre $\hat{K}(u, v)$, sur les pixels concernés, sont affichés sur la tableau 4.3.

Le faible écart-type du critère $PRNU$ montre une très bonne uniformité de la sensibilité de

	Illumination : $\frac{\bar{I}_d - \bar{I}_d^{obs}}{\bar{I}_d} = S(u, v)\phi(\lambda, T)$	
x	$\hat{S}(u, v)$ [NN.J ⁻¹]	PRNU(%)
$\bar{x}$	$1.70.10^{-4}$	-
$\bar{\sigma}(x)$	$4.66.10^{-6}$	0.379

 TAB. 4.3 – Valeurs des paramètres des équations de $PRNU$ rappelés dans les équations (4.7).

la matrice. Le critère de $PRNU$ calculé avec ces valeurs et illustré sur la figure 4.11 met en évidence un motif très uniforme avec une variation des sensibilités inférieure à 1%. Notons que cette caractérisation se limite à l'ouverture (uniforme) du corps noir qui n'illumine pas la totalité du détecteur. Une caractérisation complète nécessiterait l'utilisation d'une source de type corps noir étendu ou sphère intégrante associée à une source proche infrarouge, avec éventuellement une sélection spectrale afin d'évaluer la variation de la sensibilité en fonction de la longueur d'onde.

Les sensibilités des pixels sont très homogènes pour la caméra et leur non uniformité est négligeable.

4.2.6 Corrections des défauts temporels et de non uniformité de la caméra

Pour respecter le cahier des charges, le chapitre 2 a révélé que les niveaux numériques de la caméra doivent être précis à 4% pour les températures de luminance et à $0.038sr^{-1}$ pour les réflectivités bidirectionnelles.

Malgré sa faible valeur, le bruit temporel est tout de même minimisé. La non uniformité en sensibilité de la caméra mise en évidence par le critère de $PRNU$ est considérée comme

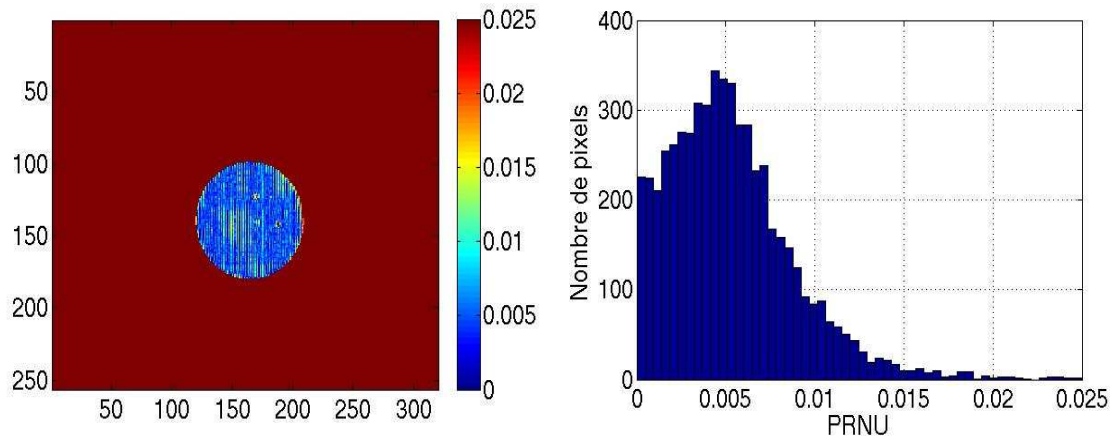


FIG. 4.11 – PRNU de la caméra en image (gauche) et histogramme (droite).

négligeable. Par contre, les défauts de non uniformité liés au bruit de fond fixe ou au courant d'obscurité, caractérisés par les critères *FPN* et *DC*, doivent être corrigés pour satisfaire les objectifs de la thermoréfectométrie.

4.2.6.1 Procédure de correction

L'hypothèse de linéarité de la réponse de la caméra en fonction du flux d'entrée étant admise, la procédure de correction proposée est la suivante :

1. Élimination des pixels défectueux. Les coordonnées de ces pixels déterminées au préalable, leur valeur est remplacée numériquement par la valeur moyenne de leurs plus proches voisins.
2. Calcul de la moyenne du signal sur 50 images afin de diminuer le bruit temporel.
3. Soustraction du signal d'obscurité, moyenné dans le temps, au signal brut pour diminuer les défauts principaux d'uniformité.

4.2.6.2 Efficacité de la procédure de correction

La comparaison entre une image brute acquise sur une scène uniforme de type corps noir et une image avec l'application de la procédure précédente est présentée sur la figure 4.12.

Qualitativement, nous constatons que les motifs de bandes verticales relatifs aux défauts de bruit de fond sont estompés sur l'image corrigée. Quantitativement, l'analyse de l'uniformité au sein de la zone de cavité corps consiste en le calcul de l'écart-type du groupe de pixel sur cette zone par rapport à la valeur moyenne. Sur cette image de corps noir, la correction a permis d'améliorer l'uniformité de 30%. La non-uniformité résiduelle est d'environ 1.2%, ce qui est comparable au défaut de sensibilité révélé par le critère de *PRNU*.

La procédure simple de correction appliquée permet d'améliorer l'uniformité des images de 30%.

Cette méthode simple de débruitage a été comparée à des algorithmes de correction de non uniformité (NUC), comme ceux présentés dans les articles [SC95] ou [xZLqLJ05]. Dans un objectif d'allègement du traitement d'image, nous avons considéré que la procédure simple de soustraction apportait une correction suffisante.

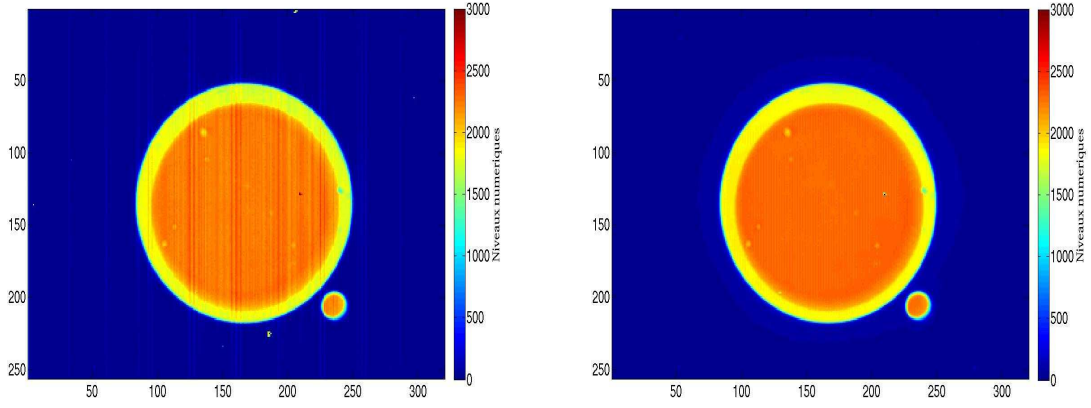


FIG. 4.12 – Image de corps noir non corrigée (gauche), et corrigée (droite).

Dans la suite du manuscrit, le signal utile de la caméra est confirmé comme étant le suivant :

$$\bar{I}_{dc}(u, v) = \frac{\bar{I}_d(u, v) - \bar{I}_d^{obs}(u, v)}{ti} \quad (4.8)$$

4.3 Caractérisation spectrale de la caméra

La thermoréfectométrie est une méthode bichromatique incluant la fusion d'images à deux longueurs d'onde. Les rayons lumineux traversant l'objectif jusqu'au détecteur sont quasiment monochromatiques et leur chemin optique est sensible à la variation spectrale de l'indice de réfraction du milieu. Il est donc nécessaire de s'assurer que la fusion des mesures d'un même point du corps étudié est réalisée sur le même pixel quelque soit la longueur d'onde. Ce sous chapitre aborde cet éventuel défaut, qualifié d'aberration chromatique. Il est tout d'abord mis en évidence qualitativement et il est ensuite évalué quantitativement.

4.3.1 Rappel de la définition de l'aberration chromatique

L'aberration chromatique est généralement due à la variation de l'indice de réfraction du matériau composant les lentilles de l'optique et du filtre en fonction de la longueur d'onde. Il en résulte une distance focale variable, de sorte que la mise au point ne peut être effectuée simultanément pour toutes les longueurs d'onde. Dans le système thermoréfectométrique, qui est un système bichromatique, la distance de mise au point peut être différente en fonction du filtre interférentiel utilisé comme le met en évidence l'article [MMHG05]. La variation de l'indice de réfraction peut entraîner un décalage spatial des images monochromatiques, comme illustré sur la figure 4.13.

Lors de la fusion d'images aux deux longueurs d'onde, la cohérence spatiale est alors perdue : les pixels associés ne représentent pas le même point physique de la scène de mesure. L'effet est d'autant plus marqué que la scène est contrastée avec des émissivités très différentes. Dans ce cas, une zone de flou apparaît à la transition entre les deux zones d'émissivités différentes.

4.3.2 Caractérisation qualitative du décalage induit par les aberrations chromatiques

L'objectif est de mettre en évidence un éventuel décalage des images d'une longueur d'onde à l'autre. Pour une mire de résolution visée par le thermoréfectomètre, deux images sont

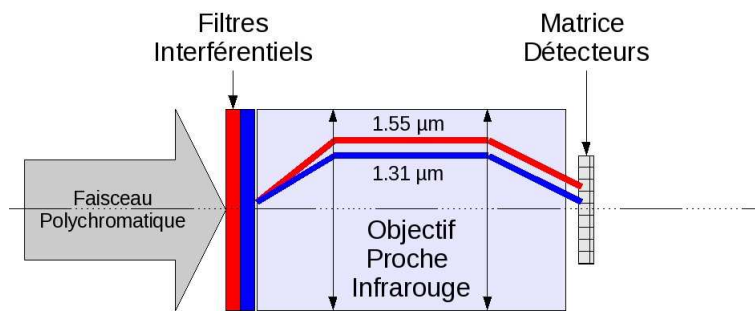


FIG. 4.13 – Schéma de représentation des aberrations chromatiques.

enregistrées, l'une pour le filtre interférentiel centré à $1.310\mu m$ et l'autre à $1.550\mu m$. Ensuite, les contours des différents motifs de résolution sont extraits et les deux images résultantes sont superposées et affichées sur la figure 4.14. Nous observons un décalage entre les contours

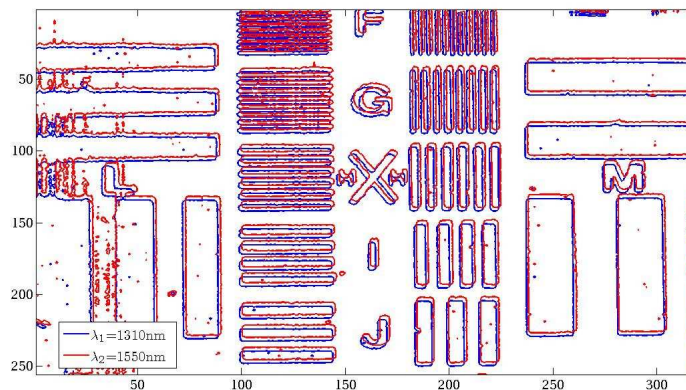


FIG. 4.14 – Superposition de deux images acquises avec un filtre interférentiel centré à $1.310\mu m$ et à $1.550\mu m$.

de chaque motif dû aux aberrations chromatiques.

4.3.3 Caractérisation quantitative du décalage induit par les aberrations chromatiques

Le déplacement a été mis en évidence qualitativement, il est maintenant nécessaire de l'évaluer quantitativement, pour chaque pixel de la matrice. Nous proposons de mesurer le champ de déplacements sur un objet plan dans les directions u et v . Ce déplacement est exprimé en *pixel*. Grâce à une étape d'étalonnage géométrique de la caméra expliquée dans le sous chapitre suivant, le champ de déplacement est déterminé pour deux images successives, d'un motif élémentaire généré à partir d'un bruit de Perlin, appelé "mouchetis". La mesure du champ de déplacement repose sur la mise en correspondance du motif entre les deux images par des méthodes de corrélation. La méthode utilisée est celle d'un logiciel commercial de corrélation d'images, dénommé Vic2D et développé par la société Correlated Solutions.

Pour notre cas, la première image est acquise en l'absence de filtre devant l'objectif, ensuite la seconde image est acquise en présence de filtres interférentiels. Le déplacement est alors calculé entre l'image de référence et l'image acquise avec un filtre. Le champ de déplacement

calculé avec une seconde image relative au filtre interférentiel centré à $1.310\mu m$ est affiché sur la figure 4.15. Nous choisissons comme valeurs de déplacement les valeurs données par les marqueurs, afin de ne pas introduire de biais issus des zones mal corrélées (carré foncé présent dans le sens v).

Le champ de déplacement atteint 0.7 pixels en valeur absolue pour le sens horizontal et

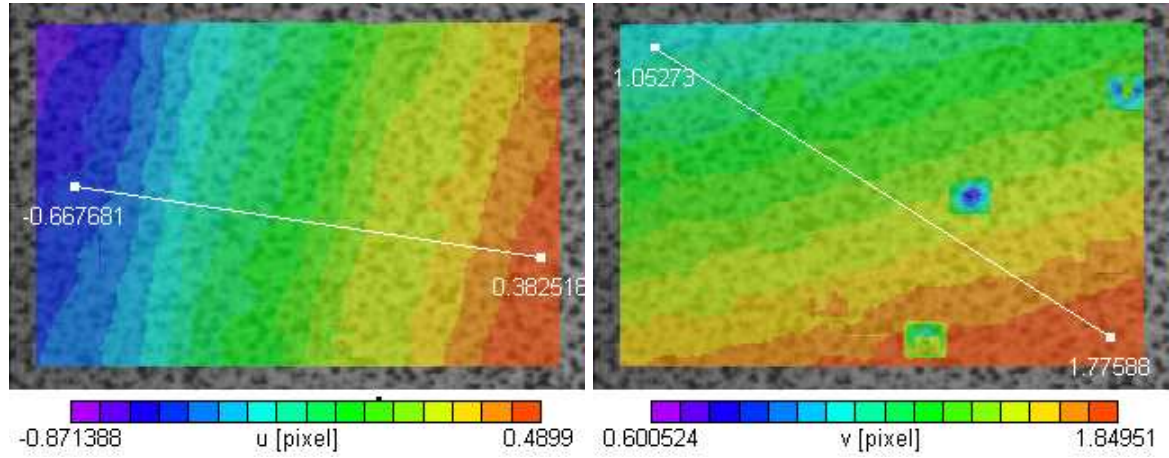


FIG. 4.15 – Déplacement calculé entre une image de référence sans filtre et une image acquise pour le filtre centré à $1.310\mu m$.

1.8 pixels en vertical. Le tableau 4.4 résume les déplacements minimaux et maximaux entre l'image de référence et les images acquises avec les filtres $1.310\mu m$ et $1.550\mu m$.

Longueur d'onde (μm)	min (u)	max (u)	min (v)	max (v)
1.310	-0.668	0.383	1.053	1.776
1.550	0.921	1.299	-1.473	-0.969

TAB. 4.4 – Déplacements minimaux et maximaux entre l'image de référence et les images acquises avec les filtres 1.310 et $1.550\mu m$

L'aberration chromatique est importante pour le couple filtre/objectif utilisé et atteint 1.8 pixels au maximum. Ce défaut doit impérativement être corrigé afin de garantir la cohérence spatiale de la température vraie.

4.4 Etalonnages

Après l'étape de caractérisation et de correction, le signal utile du thermoréfectomètre est donné par l'équation (4.8) et sert de base pour son étalonnage.

Ce dernier fournissant des mesures de champs de températures de luminance et de réflectivités bidirectionnelles, deux étalonnages sont nécessaires : l'étalonnage thermique et réflectométrique. Le thermoréfectomètre est considéré comme un ensemble de radiomètres et de réflectomètres correspondant à chaque pixel et convertissant le flux incident en une matrice de niveaux numériques. Le signal délivré par un pixel est supposé indépendant de son voisinage, et chacun d'eux est calibré individuellement. La grandeur surfacique détectée par la matrice entière est donc décomposée en un jeu de grandeurs ponctuelles. En conséquence, les procédures décrites et évaluées dans ce sous-chapitre fournissent des cartes d'étalonnage thermique et réflectométrique, avec des valeurs spécifiques pour chaque pixel.

Afin de prendre en compte les distorsions chromatiques, pour chaque pixel, la fusion des mesures de champs de températures de luminance et de réflectivités bidirectionnelles en vue de déterminer la mesure de champ de températures vraies, implique un troisième étalonnage dit géométrique qui fournit un champ de déplacement entre les images acquises aux deux longueurs d'onde.

4.4.1 Etalonnage thermique

Cette partie concerne l'étape d'étalonnage thermique pour la mesure de champs de températures de luminance.

4.4.1.1 Signal thermique d'intérêt

Lors de la mesure de température de luminance, en phase passive, les pixels génèrent des intensités I_d^E , selon l'équation (3.3). L'image est améliorée par moyennage ($\bar{I}_d$) et soustraction de l'image d'obscurité $\bar{I}_{dc}^{obs}$. Ce signal est ensuite divisé par le temps d'intégration, ce qui permet le calcul du signal d'intérêt $\bar{I}_{dc}^E$ selon l'équation (4.9). La valeur du temps d'intégration est ajustée pour obtenir un niveau de signal autour de 75% de la valeur maximale, pour éviter la saturation des détecteurs et se trouver au-dessus du bruit .

4.4.1.2 Rappel du modèle radiométrique

L'équation (4.9) rappelle l'équation du modèle radiométrique qui relie le signal utile thermique à la température de luminance.

$$\bar{I}_{dc}^E(u, v) = \frac{\bar{I}_d^E(u, v) - \bar{I}_{dc}^{obs}(u, v)}{ti} = A(u, v) \cdot \exp \frac{-C_2}{\lambda_x(u, v) T_L^r(u, v)} \quad (4.9)$$

Conformément aux résultats du chapitre précédent et du paragraphe 3.1.4, l'ordre imposé au polynôme pour l'estimation de la longueur d'onde effective étendue est de 1, selon l'équation suivante :

$$\frac{1}{\lambda_x}(u, v) = a_0(u, v) + \frac{a_1(u, v)}{T_L^r(u, v)} \quad (4.10)$$

Il s'agit maintenant d'identifier les valeurs des paramètres d'étalonnage thermique représentées par $A(u, v)$, $a_0(u, v)$ et $a_1(u, v)$ pour des filtres centrés sur les longueurs d'onde $\lambda_1 = 1.310$ et $\lambda_1 = 1.550\mu m$ et de largeur spectrale $\Delta\lambda = 50nm$. Les paramètres de l'équation (4.9) sont déterminés par minimisation au sens des moindres carrés de la courbe de variation des niveaux numériques corrigés en fonction de la température.

4.4.1.3 Description de la procédure d'étalonnage

L'identification des cartes des paramètres du modèle explicité équation (4.9) nécessite un champ de températures de référence $T_L^r(u, v)$. Ne disposant pas de corps noir plan hautes températures, ces températures sont fournies par un corps noir de type cavité de diamètre $50mm$ et d'émissivité 0.995, dans une gamme de 500 à $900^\circ C$ avec des incréments de $25^\circ C$. La figure 4.16 montre le thermoréfectomètre en configuration d'étalonnage thermique et aligné avec le corps noir sur le banc optique.

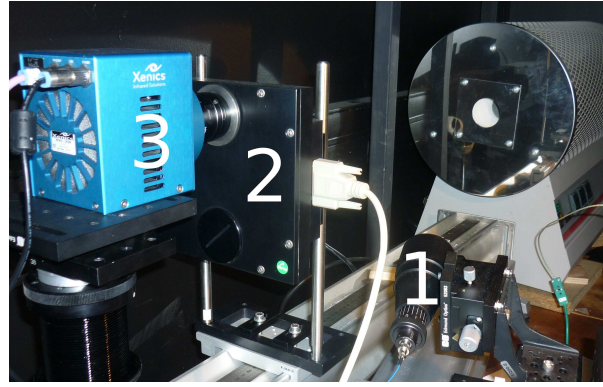


FIG. 4.16 – Configuration d'étalonnage thermique du thermoréfectomètre.

Longueur d'onde [nm]	x	A [NN.m ⁴ .s ⁻¹]	a_0 [m ⁻¹]	a_1 [K.m ⁻¹]
$\lambda_1 = 1310$	$\check{x}$	$1.89.10^9$	$6.97.10^5$	$3.23.10^7$
	$\check{\sigma}(x)$	1.20 %	0.24 %	2.97 %
$\lambda_2 = 1550$	$\check{x}$	$9.68.10^9$	$6.05.10^5$	$1.79.10^7$
	$\check{\sigma}(x)$	1.06 %	0.20 %	3.68 %

 TAB. 4.5 – Moyenne spatiale et écart type des paramètres de l'étalonnage thermique pour des filtres centrés sur les longueurs d'onde $\lambda_1 = 1.310$ et $\lambda_2 = 1.550\mu m$ et de largeur spectrale $\Delta\lambda = 50nm$.

4.4.1.4 Résultats de l'étalonnage thermique

Les moyennes spatiales des trois cartes de paramètres ($A(u, v)$, $a_0(u, v)$, $a_1(u, v)$), notées $\check{A}$, $\check{a}_0$, $\check{a}_1$ ainsi que leurs variations et leurs histogrammes associés sont affichés sur le tableau 4.5.

Les valeurs des écarts type des paramètres mettent en évidence la faible dispersion spatiale des sensibilités des pixels. La plus faible variation est observée pour le paramètre a_0 qui fixe la valeur de la longueur d'onde effective étendue. L'inverse de la valeur moyenne du paramètre $\check{a}_0$ est homogène à une longueur d'onde égale à $1.550\mu m$. Les résultats issus du tableau 4.5 montrent des valeurs pour le filtre à $1.310\mu m$ très similaires à celles du filtre $1.550\mu m$. Les paramètres sont du même ordre de grandeur et les uniformités sont quasiment égales aux deux longueurs d'onde.

La carte du paramètre $a_0(u, v)$, affichée sur la figure 4.17 en image et en histogramme pour le filtre $1.550\mu m$, confirme la faible dispersion spatiale des paramètres. Sur cette carte, les valeurs des paramètres sont calculées pour chaque pixel de la zone de la cavité du corps noir. Pour les pixels non illuminés, les valeurs des paramètres sont égaux à la moyenne spatiale des paramètres calculés dans la zone corps noir, ($\check{A}_2$, $\check{a}_0$ et $\check{a}_1$). Les pixels hors de la zone de cavité corps noir ne sont donc pas à proprement dit calibrés.

Le modèle à longueur d'onde effective étendue, utilisé pour la mesure des températures de luminances, est valide. Les valeurs des paramètres obtenues sont cohérentes physiquement et sont très uniformes sur la matrice de détecteur.

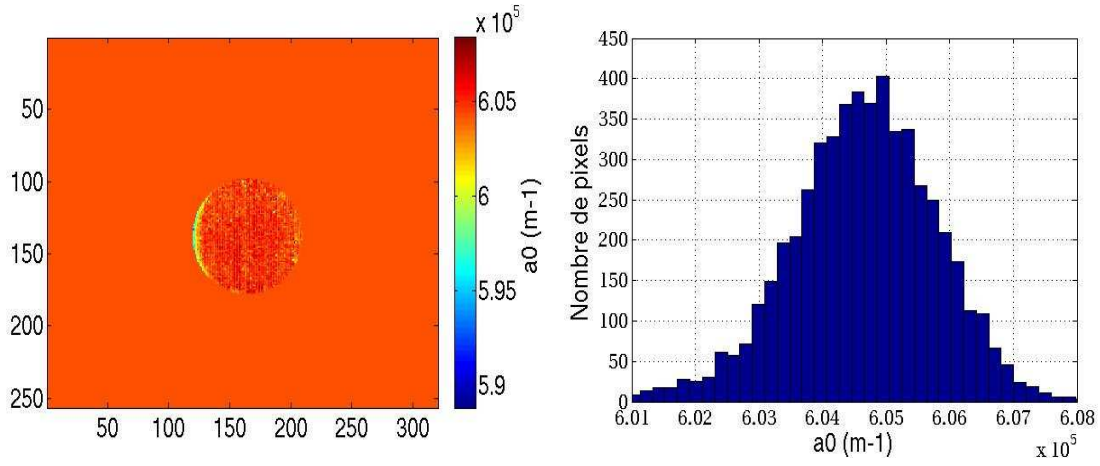


FIG. 4.17 – Images (gauche) et histogramme associé (droite) de la carte du paramètre a_0 pour un filtre centré à $1.550 \mu\text{m}$ et de largeur 50nm .

4.4.2 Etalonnage réflectométrique

Cette partie décrit et évalue l'étape d'étalonnage réflectométrique qui permet la mesure de champs des réflectivités bidirectionnelles.

4.4.2.1 Signal d'intérêt réflectométrique

Pour la mesure des réflectivités bidirectionnelles, en phase active, le détecteur reçoit simultanément le flux émis par le corps d'étude chaud et le flux réfléchi par le corps et provenant de la source d'éclairement, il délivre le signal I_d^{E+R} . Par moyennage, soustraction du signal propre à l'émission de la cible et division par le temps d'intégration, le signal corrigé $\bar{I}_{dc}^R$ est calculé et peut être relié au modèle réflectométrique donné par l'équation (3.8). La valeur du temps d'intégration est ajusté pour obtenir un niveau de signal autour de 50% de la valeur maximale, et empêche ainsi la saturation des niveaux correspondant au centre du spot laser gaussien.

4.4.2.2 Rappel du modèle réflectométrique

A partir de l'équation (3.6), le signal réflectométrique d'intérêt est obtenu par soustraction des signaux lasers allumés et lasers éteints. Finalement, l'équation (4.11), écrite en monochromatique, décrit le lien entre le signal caméra, la réflectivité bidirectionnelle, l'éclairement et la réponse spectrale de la chaîne de détection. L'écriture monochromatique est rendue possible par l'utilisation de lasers, dont la largeur spectrale est de l'ordre du nanomètre.

$$\bar{I}_{dc}^R(u, v) = \frac{\bar{I}_d^{E+R}(u, v) - \bar{I}_d^E(u, v)}{ti} = K \cdot \zeta \cdot \rho^{\vec{i}, \vec{r}}(u, v) \cdot E^{\vec{i}}(u, v) \quad (4.11)$$

La dépendance entre le signal d'intérêt et la réflectivité bidirectionnelle est linéaire. La mesure peut donc être calibrée avec un seul point de référence $\bar{I}_{dc0}^R(u, v)$ sur un réflecteur étalon de réflectivité bidirectionnelle $\rho_0^{\vec{i}, \vec{r}}$. La mesure de ce point de référence constitue le coefficient d'étalonnage réflectométrique $K^R(u, v)$, explicité équation (4.12).

$$\begin{aligned} \rho^{\vec{i}, \vec{r}}(u, v) &= K^R(u, v) \cdot \bar{I}_{dc}^R(u, v) \\ \text{avec } K^R(u, v) &= \frac{\rho_0^{\vec{i}, \vec{r}}}{\bar{I}_{dc0}^R(u, v)} \end{aligned} \quad (4.12)$$

L'établissement de l'équation (4.12) permet d'annuler l'influence de la réponse spectrale de la chaîne de mesure $\zeta(\lambda)$ et de la sensibilité $K(\lambda)$. Pour annuler l'influence de l'éclairement, ce dernier doit être strictement identique entre la phase de mesure et la phase de calibration pour chaque pixel. La stabilité de la source d'éclairement dans l'espace et le temps est donc un paramètre crucial pour la précision de cette mesure.

4.4.2.3 Description de la procédure d'étalonnage

La procédure d'étalonnage réflectométrique comprend une première phase de caractérisation de la source d'éclairement qui valide l'utilisation d'un modèle linéaire, puis la phase d'étalonnage proprement dite.

Caractérisation de la source d'éclairement

Au préalable, et afin de valider l'utilisation de la loi linéaire, la source d'éclairement doit être caractérisée. Pour cela, la scène visée doit être homogène et Lambertienne, afin de garantir une réflexion importante et isotrope pour toutes les directions d'observation. Tous les pixels mesurent donc en théorie la même réflectivité bidirectionnelle, et seule la distribution spatiale du rayonnement, gaussienne dans notre cas, sera visible. Le matériau choisi est le Spectralon, décrit dans [HMM⁺98], et la longueur d'onde choisie est $1.310\mu m$.

Le rayonnement laser impacte le Spectralon (à température ambiante), formant un spot d'un diamètre de $5cm$ environ. Trentes images de ce spot sont enregistrées avec la caméra. Les images d'obscurité associées sont prises en compte pour s'affranchir des bruits principaux. Le signal corrigé I_{dc}^R obtenu, la dérive temporelle LTN (Laser Temporal Noise) est évaluée selon l'équation (4.13).

$$LTN(u, v) = \bar{\sigma}(I_{dc}^R(u, v)) \quad [NN] \quad (4.13)$$

Etalonnage réflectométrique

Une fois la source d'éclairement caractérisée, la procédure de calibration réflectométrique est décrite. Comme le montre la photographie 4.18, le thermoréfectomètre est placé en face d'un réflecteur Lambertien de référence en Spectralon, de réflectivité bidirectionnelle connue $\rho_0^{\vec{i}, \vec{r}}$. Pour des longueurs d'onde de 0.9 à $1.7\mu m$, $\rho_0^{\vec{i}, \vec{r}}$ est constant et égal à $0.392sr^{-1}$. Le signal réfléchi de référence, $\bar{I}_{dc0}^R(u, v)$, est enregistré à deux longueurs d'onde et les coefficients de calibration K^R sont calculés selon l'écriture (4.12).



FIG. 4.18 – Configuration étalonnage réflectométrique.

4.4.2.4 Résultat d'étalonnage réflectométrique

Les résultats de l'étalonnage réflectométriques sont rassemblés dans cette section.

Résultats de la caractérisation de la source d'éclairement

La figure 4.19 présente sur sa gauche le spot laser illuminant le Spectralon et, sur sa droite, le profil des intensités relevées sur une ligne horizontale de la zone éclairée.

Le spot suit globalement une distribution gaussienne en deux dimensions, comme le montre

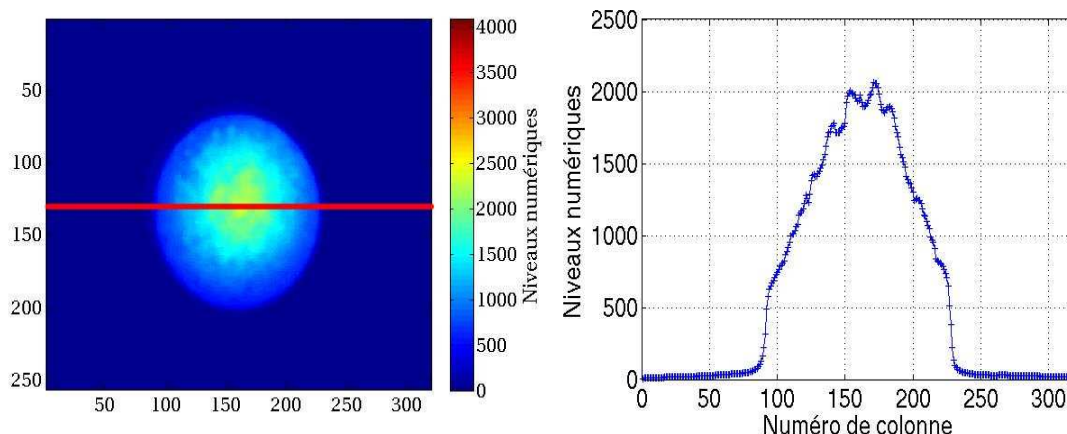


FIG. 4.19 – Image du spot laser (gauche) et profil des niveaux numériques sur la ligne équatoriale à $1.31\mu m$.

le profil d'intensité donné figure 4.19. Le critère LTN est égal en moyenne à $LT\tilde{N} = 5.63NN$ et l'écart type associé $\sigma(LTN) = 2.1NN$, les variations spectrales de la source d'éclairement sont donc faibles et comparables à la dérive temporelle de la caméra de $3NN$, elle sont donc négligées.

La source d'éclairement est stable dans le temps. L'égalité des éclairagements entre la phase de calibration et de mesure est établie.

Résultats de l'étalonnage réflectométrique

La figure 4.20 affiche la carte du coefficient K^R pour un éclairage laser centré à $1.550\mu m$ avec une puissance optique continue de $20mW$, et un angle par rapport à la normale de la surface de 13° .

La distribution spatiale du coefficient K^R est celle d'une gaussienne inversée, en conformité avec sa définition. A $1.310\mu m$, la carte du coefficient K^R présente également les mêmes caractéristiques.

4.4.3 Etalonnage géométrique pour la correction des aberrations chromatiques

L'objectif de cet étalonnage est de fournir une carte des déplacements induits par une aberration chromatique entre les deux longueurs d'onde de travail du thermoréflectomètre. Cette carte de déplacement permet de recalibrer géométriquement les images aux deux longueurs d'onde. Nous rappelons que ce décalage spatial sur la matrice de détecteur a été évalué précédemment et est égal à 1.8 pixels au maximum.

Le logiciel VIC2D nous permet de déterminer la carte de déplacement en $2D$, exprimée en pixel, entre les images acquises à la longueur d'onde $\lambda_1 = 1.310$ et à $\lambda_2 = 1.550\mu m$. L'image

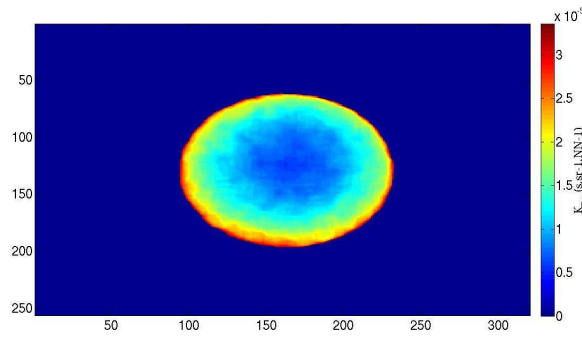


FIG. 4.20 – Carte d'étalonnage réflectométrique K^R pour la longueur d'onde $\lambda_2 = 1.550\mu m$.

acquise à $\lambda_2 = 1.550\mu m$ est prise comme image de référence. Ce choix s'explique par : 1- Le gain de temps de calcul : une seule image à déplacer et à interpoler au lieu de deux si l'image sans filtre avait été prise comme référence. 2- Suite à la comparaison des images obtenues en prenant la longueur d'onde $1.31\mu m$ comme référence, la précision avec une référence à $1.55\mu m$ s'est révélée supérieure.

La carte de déplacement est donc appliquée à l'image acquise à $\lambda_1 = 1.310\mu m$, cette dernière se retrouve décalée.

La figure 4.21 illustre la superposition de l'image décalée acquise à $1.310\mu m$ à celle acquise à $1.550\mu m$. Les motifs de la mire de vision sont maintenant superposés : la cohérence spatiale

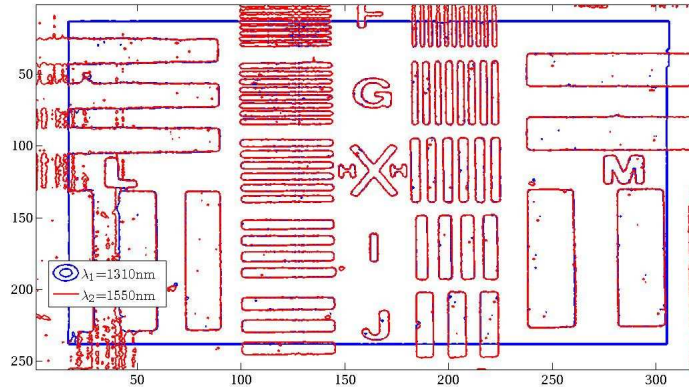


FIG. 4.21 – Superposition l'image décalée acquise à $1.310\mu m$ par application de la carte de déplacement à celle acquise à $1.550\mu m$.

est donc retrouvée.

L'application d'une carte de déplacement permet une superposition parfaite entre les images à 1.310 et $1.550\mu m$. La cohérence spatiale est retrouvée.

4.5 Evaluation de la précision de mesure du thermoréfectomètre en situation d'étalonnage

Suite aux trois cartes d'étalonnage précédentes, le thermoréfectomètre sur la base des signaux acquis en mode passif et actif est capable de fournir les deux mesures de champs,

4.5. Evaluation de la précision de mesure du thermoréfectomètre en situation d'étalonnage

température de luminance et réflectivité bidirectionnelle, comme le montre le schéma 4.22. Ce sous chapitre établit la précision de ces mesures en situation d'étalonnage.

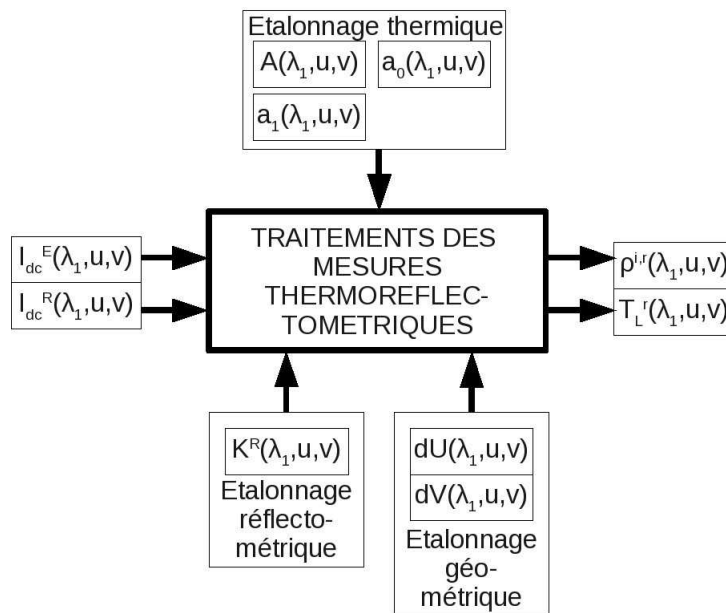


FIG. 4.22 – Schéma synoptique des mesures thermoréfectométriques et leurs coefficients d'étalonnage à $1.31\mu m$

4.5.1 Précision de la mesure de champs de températures de luminance

L'évaluation de la précision de la mesure de champs de températures de luminance repose sur un calcul d'erreur entre le champ des températures de luminance estimées $\hat{T}(u, v)$ avec les coefficients radiométriques paramétrés précédemment et une température de référence ($E_T = |T - \hat{T}(u, v)|$). Comme dans le cas de l'étalonnage, le champ de température de référence est donné par la cavité du corps noir. Le thermoréfectomètre est donc placé devant le corps noir de référence à des températures de la gamme de calibration. Le signal brut I_d^E est enregistré et corrigé pour obtenir le signal d'intérêt $\bar{I}_{dc}^E$. Ce dernier est converti en température estimée $\hat{T}(u, v)$ en résolvant la relation polynomiale (4.9) avec les coefficients radiométriques. L'histogramme de l'erreur E_T pour la température maximale de $T = 900^\circ C$, est tracé sur la figure 4.23, à gauche, pour le filtre $1.550\mu m$. Les erreurs moyennées spatialement pour chaque température, notées $\bar{E}_T$, sont affichées sur la figure 4.23 de droite pour les deux filtres.

La moyenne spatiale de l'erreur en température à $T = 900^\circ C$ est égale à $\bar{E}_T = 0.59^\circ C$ avec un écart-type de 8% pour la longueur d'onde $1.550\mu m$. D'après la figure 4.23, à droite, les erreurs moyennées spatialement sont faibles pour toute la gamme thermique et les deux longueurs d'onde. Sa valeur maximale est de $1.35^\circ C$ pour la température $T = 850^\circ C$ et la longueur d'onde $1.550\mu m$. Cette valeur est comparable à celle obtenue au chapitre 3.1.4 et correspond à un bruitage des signaux de 2.7% environ. Remarquons qu'elle est plus basse que les recommandations émises par la figure 2.20, qui préconisait une erreur maximal de $1.8^\circ C$. Dans ces conditions, l'incertitude sur la température vraie, calculée à un écart type, serait de $7^\circ C$ à $1000^\circ C$ pour le pire cas, c'est-à-dire le matériau Inconel.

L'étalonnage thermique induit des erreurs sur la température de luminance qui sont compatibles avec le cahier des charges du thermoréfectomètre.

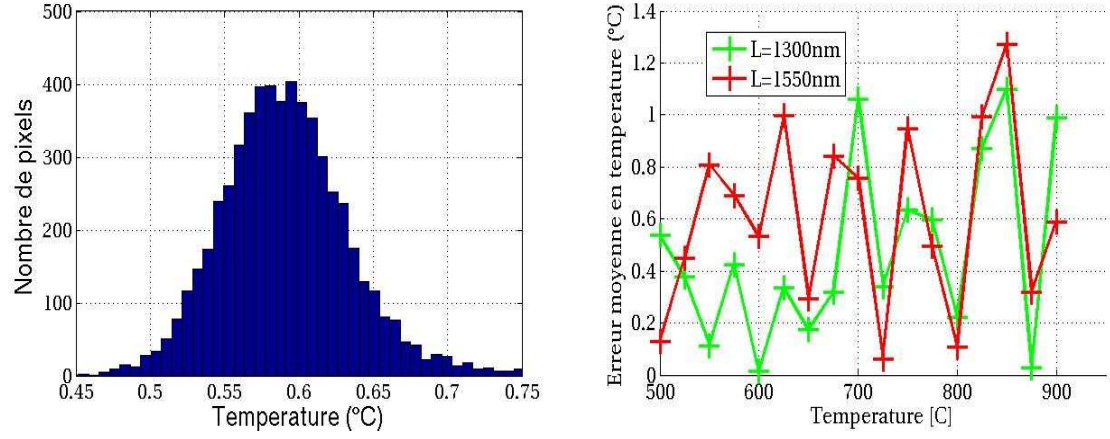


FIG. 4.23 – Histogramme de l'erreur entre la température estimée et la température corps noir ($E_T = |T - \hat{T}(u, v)|$) à $T = 900^\circ\text{C}$ pour le filtre centré à $1.55\mu\text{m}$ (gauche), et erreurs moyennées spatialement et sur toutes les températures, $\bar{E}_T$, pour les deux longueurs d'onde (droite).

4.5.2 Précision de la mesure de champ de réflectivités bidirectionnelles

Afin d'analyser la précision de l'étalonnage, la plaque de Spectralon est remplacée devant le thermoréfectomètre. L'éclairement doit être identique entre la phase d'étalonnage et la phase de mesure. La tension des lasers et la configuration géométrique sont donc reproduites entre les deux phases.

A partir de la mesure de champs des signaux réfléchis par l'étalon, les réflectivités bidirectionnelles estimées $\hat{\rho}^{\vec{i}, \vec{r}}$ sont obtenues en appliquant l'équation (4.12). La figure 4.24 affiche, sur la gauche, l'image des réflectivités bidirectionnelles mesurées, et sur la droite, un histogramme de l'erreur entre les valeurs estimées et les valeurs de référence Spectralon ($E_\rho = (\rho_0^{\vec{i}, \vec{r}} - \hat{\rho}^{\vec{i}, \vec{r}}(u, v))$), à la longueur d'onde $1.55\mu\text{m}$.

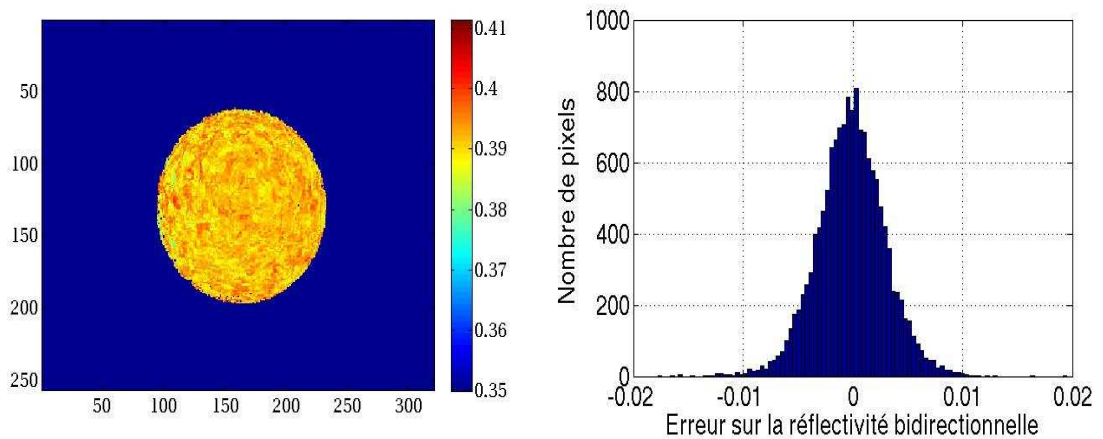


FIG. 4.24 – Image des réflectivités bidirectionnelles (gauche) et histogramme des différences entre les réflectivités bidirectionnelles estimées et réelles (droite) pour $\lambda = 1.550\mu\text{m}$.

Les images de réflectivités bidirectionnelles montrent une valeur moyenne correspondant à la réflectivité bidirectionnelle du Spectralon (0.392sr^{-1}). L'histogramme révèle une moyenne

de l'erreur faible et un écart-type de $2.40.10^{-3}sr^{-1}$ pour la longueur d'onde $1.310\ \mu m$, et $3.11.10^{-3}sr^{-1}$ pour la longueur d'onde $1.550\ \mu m$. Ici aussi, les performances sont compatibles avec le cahier des charges, qui stipulait une précision minimale de $0.0038sr^{-1}$ pour la mesure des réflectivités bidirectionnelle, (Cf. figure 2.20). Les résultats présentés ici impliquent une imprécision de $8^{\circ}C$ environ sur la température vraie, pour le pire cas (Inconel).

La mesure des réflectivités bidirectionnelles respecte les recommandations du chapitre 2 qui stipulent une précision sur la réflectivité bidirectionnelle inférieure à $0.0038sr^{-1}$.

4.6 Conclusion et performances globales du thermoréfectomètre

Dans ce chapitre, le thermoréfectomètre a été caractérisé et étalonné. La caractérisation a révélé les défauts principaux suivants :

- les défauts d'uniformité liés au bruit de fond fixe et au courant d'obscurité du détecteur de la caméra qui peuvent atteindre 5% du signal. Ces défauts sont minimisés par soustraction systématique de l'image d'obscurité et l'uniformité des images est améliorée de 30%.
- les aberrations chromatiques qui se traduisent par un décalage spatial entre les images aux deux longueurs d'onde du thermoréfectomètre. Ce décalage engendre des erreurs lors de la fusion des images bichromatiques au niveau du pixel. Ce décalage atteint au maximum 1.8 pixels. Afin de corriger ce phénomène, en phase de mesure, les images acquises à $1.310\mu m$ sont recalées, à partir d'un déplacement préalablement étalonné, pour créer une image se superposant à l'image à $1.550\mu m$. Le recalage permet une superposition satisfaisante et élimine ce biais de mesure.

Suite aux corrections précédentes et deux étalonnages, thermique et réflectométrique, le thermoréfectomètre fournit les deux champs de mesure suivants :

- de températures de luminance, basé sur un modèle radiométrique avec une longueur d'onde effective étendue paramétrée à l'ordre 1, dont l'incertitude à un écart type est de $1.35^{\circ}C$ au maximum sur toute la gamme thermique. Dans le pire des cas, sur le matériau Inconel à $1000^{\circ}C$, cette erreur produirait une erreur sur la température vraie de l'ordre de $7^{\circ}C$.
- de réflectivités bidirectionnelles dont l'incertitude maximale à un écart type est de l'ordre de $0.003sr^{-1}$, l'impact sur la mesure de température vraie pourrait atteindre $8^{\circ}C$ dans le pire cas (Inconel à $1000^{\circ}C$).

Les performances exhibées dans ce chapitre comparées aux recommandations du chapitre 2 permettent de conclure que le thermoréfectomètre réalisé mesurera, dans le pire cas (Inconel chauffé à $1000^{\circ}C$), la température avec une précision de l'ordre de la dizaine de degré. Il respecte donc le cahier des charges de la thermoréfectométrie en fonctionnement nominal.

Dans le chapitre suivant, les performances du thermoréfectomètre en situation de mesure de température sur un matériau donné sera présentée, et sa précision réelle sera discutée.

5

Performances de la méthode de thermoréfectométrie : mesure de champs de température

Sommaire

5.1	Procédure d'évaluation et de test du thermoréfectomètre	113
5.1.1	Objectifs	113
5.1.2	Choix des échantillons et des scènes d'évaluation	114
5.1.3	Méthodologie de présentation des résultats	114
5.1.4	Caractérisation du moyen de chauffage	116
5.2	Mesures sur une scène de matériaux métalliques avec un gradient de température	117
5.2.1	Étape 1 : Présentation de la scène et des échantillons d'évaluation . . .	117
5.2.2	Étape 2 : Mesure des propriétés radiatives en proche infrarouge	118
5.2.3	Étape 3 : Mesures ponctuelles par thermocouple et/ou pyroréfectomètre	120
5.2.4	Étape 4 : Mesures et calculs des grandeurs de champs du thermoré- fectomètre	121
5.2.5	Étape 5 : Mesure de champs de températures par thermographie bichro- matique	126
5.2.6	Étape 6 : évaluation de l'erreur commise en température vraie	127
5.2.7	Conclusion	128
5.3	Mesures sur une scène diffusante sélective, hétérogène en émissivité et en température	129
5.3.1	Étape 1 : Présentation de la scène et de l'échantillon d'évaluation . . .	129
5.3.2	Étape 2 : Mesure des propriétés radiatives en proche infrarouge	129
5.3.3	Étape 3 : Mesures ponctuelles par pyroréfectomètre	132
5.3.4	Étape 4 : Mesures et calculs des grandeurs de champs du thermoré- fectomètre	133
5.3.5	Étape 5 : Mesure de champs de températures par thermographie bichro- matique	137
5.3.6	Étape 6 : évaluation de l'erreur commise en température vraie	138
5.3.7	Conclusion	140
5.4	Mesure sur une scène dynamique	140

5.4.1	Étape 1 : Présentation du FE200 et des échantillons d'évaluation	141
5.4.2	Étape 2 : Propriétés radiatives des échantillons	142
5.4.3	Étape 3 : Mesures ponctuelles par thermocouples	142
5.4.4	Étape 4 et 6 : Mesures et calculs des grandeurs de champs du thermoré- flectomètre et évaluation de l'erreur	142
5.4.5	Enseignements	145
5.5	Contributions de la thermoréfectométrie	145

Ce chapitre évalue la précision du thermoréfectomètre en conditions réelles. Le prototype est mis à l'épreuve sur différentes scènes, représentatives d'un large éventail de scènes multi-matériaux. La problématique principale de la thermographie quantitative étant la séparation émissivité/température du flux détecté, nous étudierons des scènes présentant l'une ou l'autre, ou les deux influences. Ce chapitre comporte les résultats obtenus sur trois types de scènes, avec une analyse approfondie des résultats mis en relation avec les conclusions sur la sensibilité de la méthode établie au chapitre 2 et des mesures de référence.

D'un point de vue métrologique, la **justesse** du prototype est évaluée par comparaison de ses résultats à des températures de référence fournies par des méthodes ponctuelles en contact (thermocouples) et/ou sans contact (pyroréfectométrie). La **fidélité** de la mesure est obtenue par la réalisation des essais sur un large panel de matériaux, présents sur les trois scènes présentées. La méthode est fidèle si ses performances sont comparables pour chaque échantillon visé. La compilation de ces deux notions nous permet de calculer la **précision** de la méthode, paramètre essentiel pour l'évaluation du prototype. Enfin, pour mettre en évidence les **contributions en tant que mesure de champs de la méthode**, nous comparerons les résultats de la thermoréfectométrie à ceux obtenus par thermographie bichromatique.

Dans un premier temps, le sous chapitre 5.1 présente la procédure d'évaluation des performances. Le choix des scènes étudiées est un paramètre clef de l'évaluation du thermoréfectomètre, il est donc discuté au préalable car il doit couvrir un large éventail de matériaux. Ensuite la méthodologie d'évaluation est présentée. Elle permet la comparaison des résultats expérimentaux aux conclusions du chapitre 2, aux résultats de spectrométrie et bien entendu aux températures de référence en tenant compte des imperfections du moyen de chauffage.

Le second sous-chapitre 5.2 est dédié à la présentation et l'analyse des résultats obtenus sur une scène métallique avec un gradient de température. Elle est composée de deux métaux oxydés portés à des températures différentes. Les émissivités étant comparables, le champ de température final doit traduire un gradient de températures vraies. Le plan du sous-chapitre suit la méthodologie présentée en 5.1.

Dans le sous-chapitre 5.3, au travers d'une seconde scène, nous avons voulu mettre en évidence l'effet de l'hétérogénéité en émissivité. Un échantillon de Zircone dopé sur une moitié avec de l'oxyde d'Erbium et sur l'autre moitié avec de l'oxyde de Dysprosium, est chauffé uniformément. La température de surface présente une hétérogénéité d'émissivité importante. Au final le champ de températures vraies est discuté et sa précision est évaluée en tenant compte de la conductivité thermique de la moitié considérée.

La dernière situation, testée et présentée au sous chapitre 5.4, consiste en la mesure sur des matériaux spéculaires chauffés à températures très élevées et très variables. Cette dernière évaluation, réalisée en conditions industrielles, permet principalement d'évaluer les potentialités dynamiques de la méthode.

En conclusion, et forts des résultats obtenus dans les parties précédentes, les contributions de la méthode de thermoréfectométrie en tant qu'appareil de mesure de champs de températures vraies sont argumentées. Annonçons d'ores et déjà que la mesure de température s'est révélée précise et a permis le suivi de l'état de surface des échantillons par le biais de la mesure des propriétés radiatives.

5.1 Procédure d'évaluation et de test du thermoréfectomètre

Dans ce sous-chapitre, nous présentons la procédure d'évaluation du prototype.

5.1.1 Objectifs

La procédure d'évaluation du thermoréfectomètre repose sur trois comparaisons entre différentes mesures :

- la première comparaison est réalisée entre les mesures de champs de températures vraies fournies par le thermoréfectomètre et les mesures ponctuelles, dites de référence, fournies par un thermocouple et/ou le pyroréfectomètre. Si la mesure ponctuelle par contact a un sens pour l'échantillon concerné, cette température de référence est fournie par des thermocouples soudés sur l'échantillon ou insérés dans un orifice usiné au centre de l'échantillon. Dans les autres cas, cette température de référence est fournie par le pyroréfectomètre visant l'échantillon d'étude en relation avec les validations de cette technique sur de nombreux matériaux [Her05].
- La deuxième comparaison est établie avec une technique classique de mesure de champs de température qui est la thermographie bicolore ou bichromatique. Cette comparaison nous permet de statuer sur les contraintes induites par les hypothèses des deux techniques. Comme nous l'avons montré dans ce manuscrit, la thermographie bichromatique est basée sur l'invariance spectrale de l'émissivité et la thermoréfectométrie est basée sur l'invariance spectrale du facteur de diffusion.
- la dernière comparaison est basée sur la comparaison des propriétés radiatives des échantillons, et plus précisément de l'émissivité directionnelle et du facteur de diffusion. Cette comparaison nous permet de valider la cohérence physique des grandeurs mises en jeu dans la thermoréfectométrie, dans la mesure d'une faible variation des propriétés thermoradiatives entre la température ambiante et la température de la scène. En effet, les mesures des propriétés radiatives des échantillons sont réalisées, à température ambiante, par spectrométrie à transformée de Fourier. Les modules à sphère intégrante et à goniomètre permettent d'avoir accès respectivement à l'émissivité spectrale et au facteur de diffusion. Le spectromètre permet également de mesurer la transmission de l'échantillon. Cette donnée supplémentaire associée avec celle du facteur de diffusion permettent d'établir ou non la validité des hypothèses de la méthode, donc son applicabilité, et d'estimer son erreur en température. D'autre part, ces valeurs d'émissivité sont comparées aux champs d'émissivités calculées par thermoréfectométrie à la température de l'échantillon.

Un schéma synoptique de cette procédure d'évaluation du thermoréfectomètre basée sur trois comparaisons est présenté sur la figure 5.1.

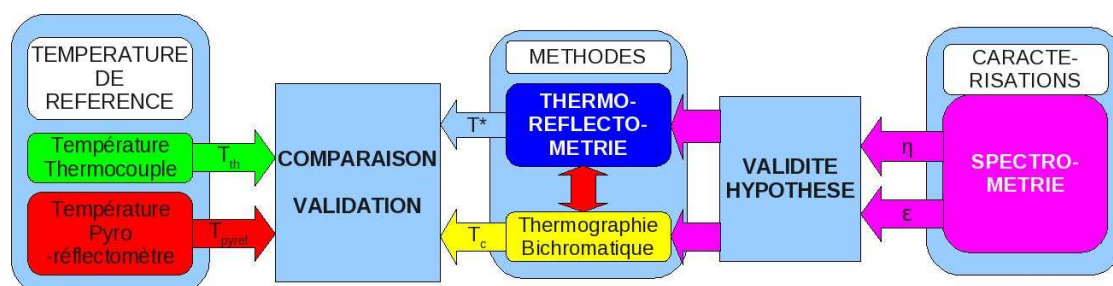


FIG. 5.1 – Schéma synoptique de la procédure d'évaluation basée sur trois comparaisons.

5.1.2 Choix des échantillons et des scènes d'évaluation

En relation avec notre base de données de matériaux, notre premier objectif est de procéder à des mesures sur une scène composée de matériaux métalliques en conditions de laboratoire et en conditions quasi-industrielles pour démontrer l'efficacité de la méthode sur des matériaux avec de faibles variations d'émissivité et l'avantage d'une mesure de champ sur des scènes avec des gradients thermiques importants. En laboratoire, nous avons choisi une scène composée de deux matériaux métalliques, inconel 718 et acier inoxydable dont les propriétés radiatives sont proches. Ces échantillons sont à des températures de chauffage différentes pour présenter au thermoréfectomètre une scène avec un gradient thermique autour de 50°C .

En conditions quasi-industrielles, les matériaux sont aussi métalliques mais leurs propriétés en réflexion sont de type spéculaire. En effet, l'atmosphère sous vide empêche toute oxydation de la surface. Ces matériaux sont chauffés par un faisceau d'électrons intense (200kW), qui induit de très fortes montées en température. Les potentialités dynamiques de la méthode sont donc mises à l'épreuve.

Le second objectif est de réaliser des mesures sur des oxydes de terres rares dont les propriétés radiatives varient fortement avec la longueur d'onde. Pour démontrer l'utilité de notre méthode, l'idée est de constituer une scène avec deux oxydes de terres rares dont l'émissivité varie en sens inverse sur le domaine spectral du thermoréfectomètre. Nous avons réalisé un échantillon de matériau isolant utilisé dans les barrières thermiques à base de zircon dont une zone a été dopée par un oxyde d'Erbium et une autre par un oxyde de Dysprosium. La scène ainsi constituée présente comme caractéristique majeure une forte hétérogénéité en émissivité. Elle a aussi comme propriété de former une scène avec un gradient thermique car l'introduction de différents dopants dans les deux parties de l'échantillon modifie différemment leur conductivité thermique.

Pour résumer, la première scène appelée "**scène métallique avec un gradient de température**" permet d'établir les performances de la méthode pour des matériaux peu réfléchissants et quasiment gris, qui est un cas plutôt favorable à la thermographie passive. Ainsi, l'accord entre les différentes méthodes présentées sera évalué. La seconde scène, dite "**scène diffuse sélective, hétérogène en émissivité et en température**" ajoute la difficulté de la forte variation de l'émissivité, qui est de plus inversée pour les longueurs d'onde de travail. Cette scène, particulièrement difficile pour la méthode de thermographie mono ou bichromatique, permet de mettre en exergue l'avantage de la thermoréfectométrie.

Avec ces trois scènes, la méthode aura été testée sur la quasi-totalité des corps de la famille des corps opaques, comme le montre le schéma 3.

5.1.3 Méthodologie de présentation des résultats

La présentation des résultats de la procédure d'évaluation comporte les étapes décrites ci-dessous qui sont reprises dans nos cas d'étude.

1. **Étape 1** : Présentation de la scène et de l'échantillon d'évaluation : aspect, dimensions, composition et élaboration sont autant de caractéristiques décrites.
2. **Étape 2** : Mesure des propriétés radiatives des échantillons à température ambiante en proche infrarouge par spectrométrie à transformée de Fourier (cf. chapitre1) :
 - mesure de la transmission pour vérifier l'hypothèse de matériau opaque dans le proche infrarouge.
 - détermination des émissivités directionnelles pour évaluer la sélectivité spectrale et comparer avec les valeurs calculées par le thermoréfectomètre.
 - mesure des *BRDF* spectrales dans le plan d'incidence et calcul du facteur de diffusion pour vérifier l'hypothèse d'invariance de ce dernier et comparer cette valeur à celle

calculée par le thermoréfectomètre. L'angle d'incidence est fixé à 13° et l'angle de réflexion varie de 13 à 89° par pas de 1° .

3. **Étape 3 :** Mesures ponctuelles par thermocouple et/ou pyroréfectomètre.
4. **Étape 4 :** Mesures et calcul des grandeurs de champ du thermoréfectomètre :
 - Mesures des champs de températures de luminance et de réflectivités bidirectionnelles aux deux longueurs d'onde ($\lambda_1 = 1.310$ et $\lambda_2 = 1.550\mu m$) : $T_{L1}(u, v)$, $T_{L2}(u, v)$, $\rho_1(u, v)$ et $\rho_2(u, v)$.
 - Calcul des champs de températures vraies $T(u, v)$, de facteur de diffusion $\eta(u, v)$ et d'émissivités $\varepsilon_1(u, v)$ et $\varepsilon_2(u, v)$.

Notons que les cartes de températures affichées dans cette partie seront présentées avec la même échelle de couleur, afin de pouvoir les comparer.
5. **Étape 5 :** Mesure de champs de températures vraies par thermographie bichromatique :
 - vérification de l'hypothèse du corps gris.
 - calcul du champ de températures bichromatiques par la formule rappelée dans la relation (5.1),

$$\frac{1}{T_b(u, v)} = \lambda_r \left(\frac{1}{\lambda_1 T_{L1}(u, v)} - \frac{1}{\lambda_2 T_{L2}(u, v)} \right) \quad (5.1)$$

avec $\lambda_1 = 1.310$ et $\lambda_2 = 1.550\mu m$ et les champs de température de luminance précédents $T_{L1}(u, v)$, $T_{L2}(u, v)$,

6. **Étape 6 :** Évaluation de l'erreur en température vraie commise :
 A partir de l'équation (2.9), et en propageant les incertitudes sur la température vraie, la formule (5.2) correspond à l'erreur totale maximale en température. Son calcul détaillé est présenté en annexe E.

$$\Delta T(u, v) = T(u, v)^2 \frac{\frac{y_2(u, v)}{\lambda_2} \frac{\Delta T_{L2}}{T_{L2}(u, v)^2} - \frac{\rho_2(u, v)}{\rho_1(u, v)} \frac{y_1(u, v)}{\lambda_1} \frac{\Delta T_{L1}}{T_{L1}(u, v)^2} + \left(\frac{\Delta \rho_1}{\rho_1(u, v)} + \frac{\Delta \rho_2}{\rho_2(u, v)} \right) \left(\frac{y_2(u, v) - 1}{C_2} \right)}{\frac{y_2(u, v)}{\lambda_2} - \frac{\rho_2(u, v)}{\rho_1(u, v)} \frac{y_1(u, v)}{\lambda_1}}$$

$$\text{avec } y_1(u, v) = \exp \left(\frac{-C_2}{\lambda_1} \left(\frac{1}{T_{L1}(u, v)} - \frac{1}{T(u, v)} \right) \right)$$

$$\text{et } y_2(u, v) = \exp \left(\frac{-C_2}{\lambda_2} \left(\frac{1}{T_{L2}(u, v)} - \frac{1}{T(u, v)} \right) \right)$$

Cette équation regroupe les mesures thermoréfectométriques ($T_L(u, v)$, $\rho^{\vec{i}, \vec{r}}(u, v)$) et les paramètres (λ_1, λ_2) du système.

Les champs de températures de luminance $T_L(u, v)$, de réflectivités bidirectionnelles $\rho^{\vec{i}, \vec{r}}(u, v)$ et de températures vraies $T(u, v)$ entrant comme arguments dans la fonction d'erreur sont ceux utilisés précédemment pour la mesure thermoréfectométrique.

Les erreurs sur la température de luminance ΔT_L , ont été calculées au chapitre 4 sur des images de corps noir. Ces grandeurs en tant que champs $\Delta T_L(u, v)$ ne sont pas disponibles car elles ne sont calculées que pour des valeurs de température ayant servi à l'étalonnage corps noir. Elles ne peuvent pas être intégrées au calcul d'erreur. Nous choisirons à la place la valeur maximale de l'erreur moyennée spatialement $|T_L - \hat{T}_L|$ sur le corps noir, visible figure 4.23, soit $1.10^\circ C$ pour la longueur d'onde $1.31\mu m$ et $1.35^\circ C$ pour la longueur d'onde $1.55\mu m$. De même, pour les réflectivités bidirectionnelles, nous choisirons les erreurs maximales issues de l'évaluation sur le Spectralon, soit $0.0024 sr^{-1}$ pour $1.31\mu m$ et $0.0031 sr^{-1}$ pour $1.55\mu m$. Notons que l'erreur totale étant calculée avec des erreurs sur les mesures maximales, sa valeur aura tendance à être maximisée.

Enfin, il est intéressant de relier cette erreur en température aux études menées dans les précédents chapitres. Nous avons montré que cette erreur provient majoritairement de deux contributions :

- la sensibilité par rapport au respect de l'hypothèse fondamentale du système thermoréfectométrique étudié dans le sous chapitre 2.4. Comme le montre l'équation (2.12), l'erreur en température dépend d'une part de la variation du facteur de diffusion entre les deux longueurs d'onde $\frac{\Delta\eta}{\eta}$ et d'autre part du terme $\frac{\lambda_r}{\varepsilon_r}$ qui lui même dépend du choix des deux longueurs d'onde et de la variation d'émissivité entre ces dernières.
- la sensibilité par rapport au choix des longueurs d'onde du système thermoréfectométrique étudié au sous chapitre 2.5. Dans ce cas, l'erreur en température a été évaluée en fonction de la variation d'émissivité entre les deux longueurs d'onde du système.

5.1.4 Caractérisation du moyen de chauffage

Le moyen de chauffage utilisé est présenté dans cette section. L'objectif principal est de déterminer la qualité du chauffage qu'il induit, donc l'uniformité des champs de températures de surface attendue.

Le moyen de chauffage est une galette en Inconel, visible sur la figure 5.2, développée par l'entreprise Thermocoax. Par le biais d'un chauffage par effet Joule, elle permet d'atteindre une température maximale de $850^{\circ}C$. Les échantillons chauffent par plaquage contre cette galette.

L'objectif de la caractérisation du moyen de chauffage est de déterminer l'amplitude des

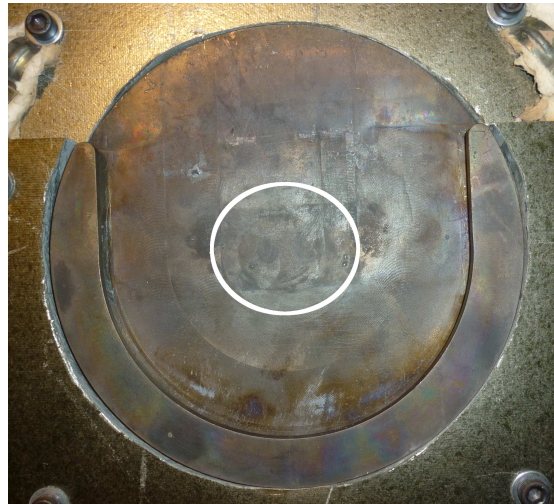


FIG. 5.2 – Galette chauffante en Inconel permettant le chauffage jusqu'à $850^{\circ}C$.

gradients thermiques radiaux et l'accord entre la température de consigne et la température de surface de la galette. Comme la galette est fortement émissive, la caractérisation avec la caméra en mode thermographie monochromatique à $1.55\mu m$ est suffisante. Quatre températures de consigne seront étudiées, 550, 680, 750 et $850^{\circ}C$.

La figure 5.3 présente, sur sa gauche, le champ de températures de luminance à $1.55\mu m$. Les températures les plus fortes sont enregistrées sur la région centrale de la galette, où le chauffage est le plus homogène.

Le profil des températures de luminance, figure 5.3, montre clairement que la température de surface est maximale sur le centre de la galette et qu'il existe des déperditions sur les bords. Nous remarquons que pour la température de consigne la plus élevée de $850^{\circ}C$, le centre de la galette est stabilisé à $830^{\circ}C$. Néanmoins, cette dernière température est sous-estimée par rapport à la température vraie car la galette a une émissivité inférieure à 1. La température à $1.55\mu m$ nous donne tout de même les tendances qualitatives du chauffage de la galette.

Le gradient radial peut atteindre $100^{\circ}C$ entre les extrémités et le centre de la galette chauffante, distants de $5cm$. Nous disposerons donc l'échantillon, quand cela est possible, dans la

5.2. Mesures sur une scène de matériaux métalliques avec un gradient de température

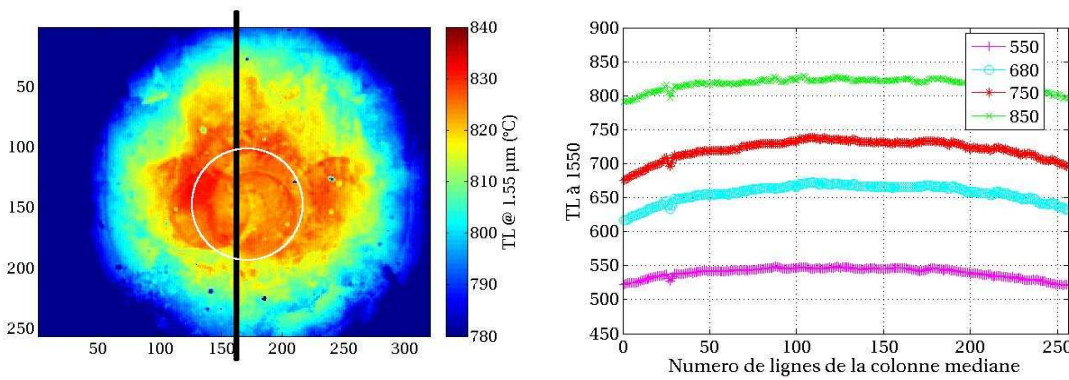


FIG. 5.3 – Températures de luminance à $1.550\mu\text{m}$ à 850°C et profils sur la ligne verticale médiane.

partie la plus uniforme de la galette, c'est-à-dire dans la partie centrale. Cependant, même sur cette zone, visible sur la figure 5.3, l'uniformité ne peut être garantie. En effet, l'amplitude du défaut d'isothermie sur cette zone est d'environ 4°C pour chaque température de consigne.

Pour conclure, pour des échantillons placés au centre de la galette chauffante, le chauffage sera uniforme à 4°C près. Pour de fortes températures de consigne, la température en surface de la galette sera inférieure d'environ 20°C à la température de consigne.

5.2 Mesures sur une scène de matériaux métalliques avec un gradient de température

Cette expérimentation poursuit trois objectifs. Le premier est de procéder à des mesures sur une scène composée de matériaux métalliques pour démontrer l'efficacité de la méthode sur des échantillons présentant de faibles variations d'émissivité et l'avantage d'une mesure de champ sur des scènes avec des gradients thermiques importants. Cette première scène est constituée de deux matériaux métalliques portés à deux températures différentes. A l'air libre, ces métaux sont fortement oxydés avec une émissivité élevée et faiblement décroissante avec la longueur d'onde. Le second objectif est de confronter cette mesure de champs de températures vraies à la fois à des mesures ponctuelles de référence, avec et sans contact, et des mesures de champs avec une technique de thermographie classique. Le troisième objectif est de montrer la pertinence de la méthode sur une scène avec un gradient thermique important pour mettre en évidence la gamme large de mesure. Le plan de ce sous chapitre suit celui de la méthodologie présentée précédemment.

5.2.1 Étape 1 : Présentation de la scène et des échantillons d'évaluation

Comme le montre la figure 5.4, la scène est composée de deux échantillons métalliques portés à des températures différentes.

Le premier échantillon (cf. item A de la figure 5.4), est un pavé d'Inconel 718 oxydé de dimensions $4 * 3 * 0.5\text{cm}$. L'échantillon a subi un traitement thermique rendant sa surface très émissive et diffusante. Il est plaqué contre la galette chauffante grâce aux brides de maintien biseautées, ce qui impose une température maximale sur sa surface.

Le second échantillon (cf. item B de la figure 5.4) est la bride de maintien inférieure oxydée, en Acier Inoxydable de 3mm d'épaisseur. Une fine lame d'air se trouve

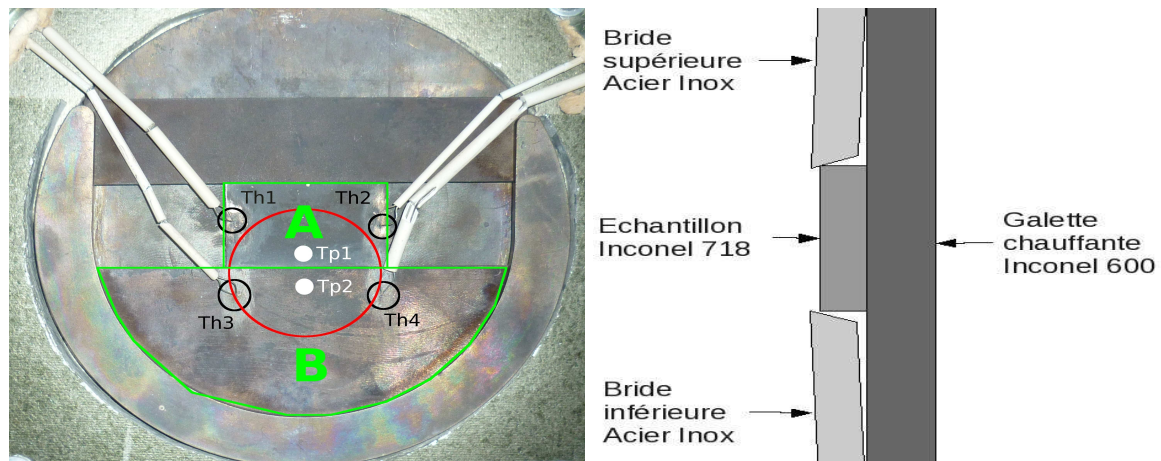


FIG. 5.4 – Photo et schéma en coupe (vue de profil) de la scène de matériaux de type métalliques avec un échantillon d'inconel et une bride en acier inoxydable instrumentés en face avant.

entre la bride et la galette chauffante, ce qui garantit une température inférieure par rapport à l'échantillon d'Inconel, comme le montre le schéma de la figure 5.4 située à droite.

La zone des mesures de champs est matérialisée par un cercle rouge (cf. figure 5.4) à cheval entre les deux échantillons. Les mesures ponctuelles avec les thermocouples sont notées $Th1$, $Th2$, $Th3$ et $Th4$. Les mesures réalisées par le pyroréfectomètre sont notées $Tp1$ et $Tp2$.

5.2.2 Étape 2 : Mesure des propriétés radiatives en proche infrarouge

Dans ce sous-chapitre, les propriétés radiatives des deux échantillons métalliques sont mesurées à température ambiante et en proche infrarouge par spectrométrie à transformée de Fourier.

5.2.2.1 Mesure de la transmission

De façon générale, la profondeur de pénétration est très faible pour les métaux (voir chapitre 1).

Ces échantillons métalliques d'épaisseur millimétrique sont considérés comme opaque.

5.2.2.2 Détermination des émissivités directionnelles à température ambiante

Les spectres d'émissivité à température ambiante sont affichés sur la figure 5.5 pour l'Inconel (à gauche) et pour l'Acier Inoxydable (à droite).

L'échantillon d'Inconel affiche une émissivité très élevée avec une moyenne de 0.88 et une variation très faible de 1.37% pour les longueurs d'onde $1.31\mu m$ et $1.55\mu m$. Cet échantillon peut raisonnablement être qualifié de corps quasi-gris. Cette propriété implique une insensibilité de la méthode au non respect de l'hypothèse de base (cf. sous chapitre 2.4), mais implique un mauvais conditionnement du système de mesure thermoréfectométrique (cf. sous chapitre 2.5).

5.2. Mesures sur une scène de matériaux métalliques avec un gradient de température

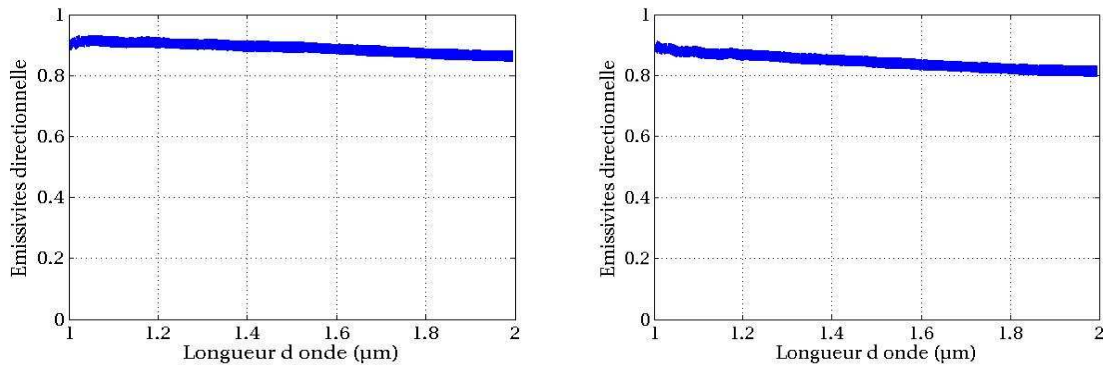


FIG. 5.5 – Emissivités directionnelles de l'Inconel (gauche) et de l'Acier Inoxydable (droite).

Pour l'échantillon d'acier inoxydable, l'émissivité est globalement plus faible (valeur moyenne de 0.85) et la variation spectrale est plus importante (2.04%).

Comme attendu, les échantillons métalliques oxydés d'épaisseur millimétrique présentent des émissivités élevées et très faiblement décroissantes avec la longueur d'onde (l'inconel peut être considéré comme un corps gris).

5.2.2.3 Mesure des $BRDF$ dans le plan d'incidence et calcul du facteur de diffusion

La $BRDF$ dans le plan d'incidence ($\rho^{\vec{i},\vec{y}}$), avec un angle d'incidence de 13° selon la direction $\vec{i}$, et la variation spectrale du facteur de diffusion sont affichées sur la figure 5.6 pour l'Inconel et sur la figure 5.7 pour l'acier inoxydable.

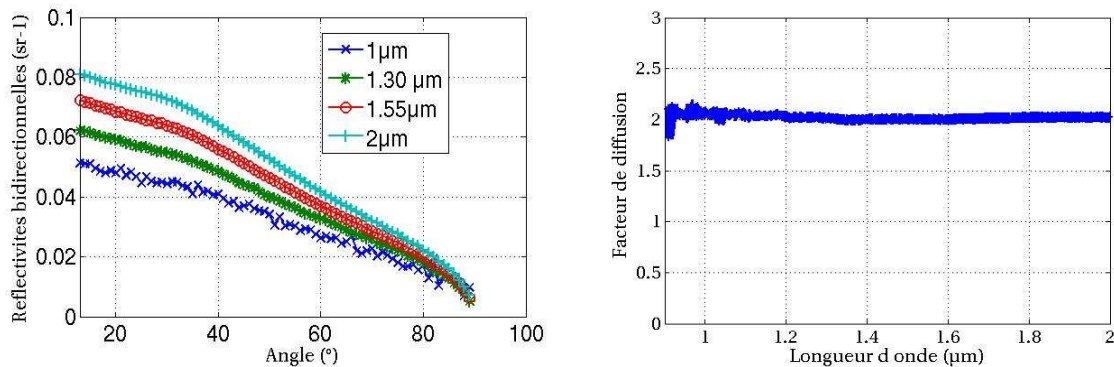


FIG. 5.6 – Mesure de la $BRDF$ dans le plan d'incidence (gauche) et calcul du facteur de diffusion (droite) pour la partie Inconel.

Pour l'échantillon d'Inconel, la $BRDF$ dans le plan d'incidence augmente avec la longueur d'onde, en cohérence avec le spectre d'émissivité qui décroît. Les variations angulaires observées sont typiques des métaux oxydés, avec des réflectivités bidirectionnelles maximales pour des directions de réflexion proches de la direction d'incidence, et nulles pour des directions de réflexion rasantes.

Pour le calcul du facteur de diffusion, nous rappelons que la $BRDF$ est tout d'abord normalisée par la réflectivité bidirectionnelle à l'angle d'observation de 13° . Puis cette indicatrice est intégrée sur l'hémisphère et donne la valeur du facteur de diffusion. Pour l'Inconel, la variation du facteur de diffusion entre les longueurs d'onde $1.31\mu\text{m}$ et $1.55\mu\text{m}$ est de 0.8% seulement. Il peut être considéré comme constant sur la totalité de la plage proche infrarouge, l'hypothèse

d'homothétie des $BRDF$ est donc valide pour ce matériau.

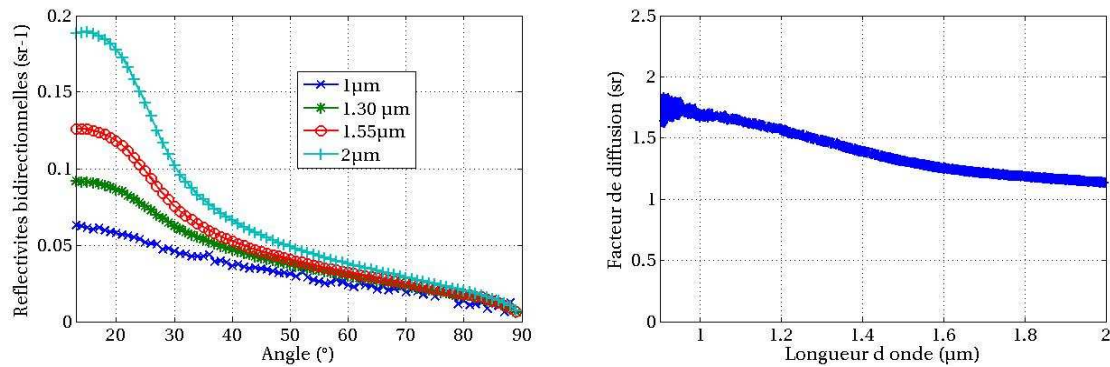


FIG. 5.7 – Mesure de la $BRDF$ dans le plan d'incidence (gauche) et calcul du facteur de diffusion (droite) pour la partie acier inoxydable.

Pour l'échantillon d'acier inoxydable, les courbes de $BRDF$ dans le plan d'incidence sont également quasi-homothétiques. Par rapport à l'inconel, le pic de réflexion maximal, toujours dans la direction de réflexion opposée à la direction d'incidence (13°), est plus accentué. Le caractère spéculaire de la réflexion est donc mis en évidence. Ensuite, nous remarquons que ce pic s'atténue lorsque la longueur d'onde décroît. Ce phénomène est relié à l'interaction entre la longueur d'onde variable et la rugosité fixe de la surface. Lorsque le rapport entre la longueur d'onde et la rugosité augmente, le comportement devient de plus en plus spéculaire. Cette tendance se répercute directement sur la variation du facteur de diffusion. Il décroît avec la longueur d'onde et varie de 13% pour les longueurs d'onde thermoréfectométriques $1.31\mu\text{m}$ et $1.55\mu\text{m}$. Cette variation n'est pas problématique, car le matériau étant quasiment gris, l'impact sur la température calculée est négligeable, comme le montre le sous chapitre 2.4 et le schéma 2.19.

Les $BRDF$ dans le plan d'incidence montrent des courbes quasi-homothétiques pour le matériau Inconel, le facteur de diffusion ne varie que de 0.8%, l'hypothèse de base est donc parfaitement vérifiée. Pour l'acier inoxydable, ces variations sont plus importantes (13%), mais, le matériau étant quasiment gris, cette variation ne devrait pas avoir d'impact sur la mesure de température vraie.

5.2.3 Étape 3 : Mesures ponctuelles par thermocouple et/ou pyroréfectomètre

Ce sous chapitre présente les mesures ponctuelles par thermocouple et/ou pyroréfectomètre, dites de référence, pour chaque échantillon.

5.2.3.1 Rappels de l'implantation des mesures

Pour l'échantillon d'inconel, deux thermocouples, notés $Th1$ et $Th2$ matérialisés sur la figure 5.4, fournissent les températures de référence à droite et à gauche de l'échantillon. Ils témoignent d'un éventuel gradient thermique transversal. Le pyroréfectomètre vise au milieu de l'échantillon avec un angle de 20° et fournit une seconde température de référence.

Pour l'échantillon d'acier inoxydable, deux thermocouples, notés $Th3$ et $Th4$ (cf. figure 5.4), fournissent des températures de référence au plus proche de la zone d'intérêt, en

5.2. Mesures sur une scène de matériaux métalliques avec un gradient de température

	Inconel	Acier inoxydable
Thermocouples	$Th1 = 689^{\circ}C$	$Th3 = 631^{\circ}C$
	$Th2 = 683^{\circ}C$	$Th4 = 626^{\circ}C$
Pyroréfectomètre	$Tp1 = 699^{\circ}C$	$Tp2 = 648^{\circ}C$

TAB. 5.1 – Valeurs des températures ponctuelles, dites de référence, pour les échantillons d’inconel et d’acier inoxydable.

rouge. Après déplacement, le pyroréfectomètre vise également au milieu de l’échantillon avec un angle de 20° .

5.2.3.2 Résultats des mesures de référence

Les valeurs des mesures ponctuelles figurent dans le tableau 5.1.

Pour l’échantillon d’Inconel, les température mesurées par les deux thermocouples sont proches, le gradient thermique au sein de l’échantillon est de $6^{\circ}C$, et indiquent une température moyenne de $686^{\circ}C$. Le pyroréfectomètre indique une température plus élevée de $699^{\circ}C$.

Sur l’échantillon d’acier inoxydable, les thermocouples révèlent d’une part une température moyenne plus faible de $628^{\circ}C$ et d’autre part un gradient similaire de $5^{\circ}C$. Notons que ce gradient n’est pas maximal car les thermocouples sont situés à égale distance de l’échantillon d’Inconel, qui chauffe la bride en Inox par conduction. Le gradient maximal serait obtenu pour un thermocouple situé très près de l’échantillon d’Inconel, et un autre situé en $Th3$ par exemple.

Le pyroréfectomètre indique une température plus élevée de $648^{\circ}C$ comme pour l’inconel.

Enfin, le gradient entre les températures moyennes des deux échantillons est de l’ordre de $60^{\circ}C$. Ce gradient s’explique encore par le contact imparfait entre la galette et l’échantillon, comme le montre la figure 5.4, et par les différentes pertes en jeu (convection, rayonnement) à la surface de l’échantillon.

Les mesures ponctuelles, dites de référence, témoignent d’une scène avec un gradient thermique au sein de l’échantillon d’inconel de $6^{\circ}C$ (respectivement de $5^{\circ}C$ pour l’acier inoxydable) et d’un gradient global sur la scène entre les deux échantillons de $60^{\circ}C$.

5.2.4 Étape 4 : Mesures et calculs des grandeurs de champs du thermoréfectomètre

Dans cette section sont détaillés les résultats de thermoréfectométrie sur la scène constituée de matériaux métalliques. Les champs de températures de luminances et de réflectivités bidirectionnelles à deux longueurs d’onde sont présentées et analysées, et les champs de températures vraies et de facteurs de diffusion finaux sont calculés et commentés.

5.2.4.1 Mesures de champs de températures de luminances

Le champ de températures de luminance pour la longueur d’onde $\lambda_1 = 1.31\mu m$ est présenté sur la figure 5.8, à gauche sous forme d’image, et à droite sous forme d’histogramme.

Pour l’échantillon d’inconel, la moyenne spatiale de la température de luminance ($T_{L1} = 686^{\circ}C$) avec un écart type de $\sigma(T_{L1}) = 4^{\circ}C$. Compte tenu de la valeur élevée de

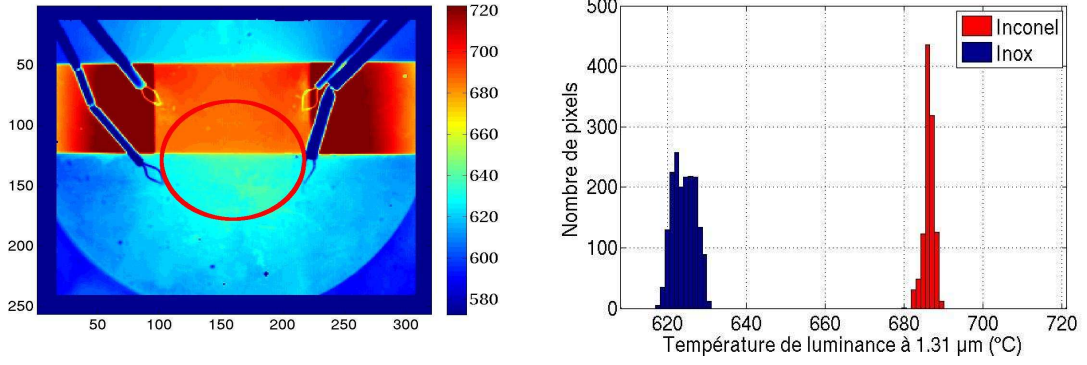


FIG. 5.8 – Champs de températures de luminance pour la longueur d'onde $\lambda_1 = 1.31 \mu m$: image et histogramme.

l'émissivité, cette moyenne spatiale de la température de luminance est très proche de la valeur moyenne donnée par les thermocouples. Comme le montre les valeurs du tableau 5.2, la moyenne spatiale de la température de luminance pour la longueur d'onde $\lambda_2 = 1.55 \mu m$ est identique à celle à $\lambda_1 = 1.31 \mu m$. Ce constat témoigne une nouvelle fois du caractère 'gris' de l'échantillon d'Inconel.

Pour l'échantillon d'acier inoxydable, la moyenne spatiale de la température de luminance ($T_{L1} = 624^\circ C$) avec un écart type de $\sigma(T_{L1}) = 8^\circ C$. Nous retrouvons des valeurs plus faibles que les valeurs des thermocouples en raison d'une émissivité plus faible par rapport à l'Inconel. De plus, comme le montre les valeurs du tableau 5.2, la moyenne spatiale de la température de luminance pour la longueur d'onde $\lambda_2 = 1.55 \mu m$ est plus faible ($T_{L2} = 621^\circ C$). Cette décroissance de la température de luminance va de pair avec la décroissance spectrale de l'émissivité. Ceci est cohérent avec les mesures de variations d'émissivité à température ambiante. Enfin, le gradient thermique est plus important que pour l'Inconel, effet dû au refroidissement de la bride lorsqu'on s'éloigne de l'échantillon d'Inconel.

Pour la comparaison entre les deux échantillons, nous retrouvons le gradient thermique de $60^\circ C$ entre les deux échantillons.

5.2.4.2 Mesures de champs de réflectivités bidirectionnelles

La figure 5.9 présente l'image et l'historgramme des réflectivités bidirectionnelles pour la longueur d'onde $\lambda_1 = 1.31 \mu m$.

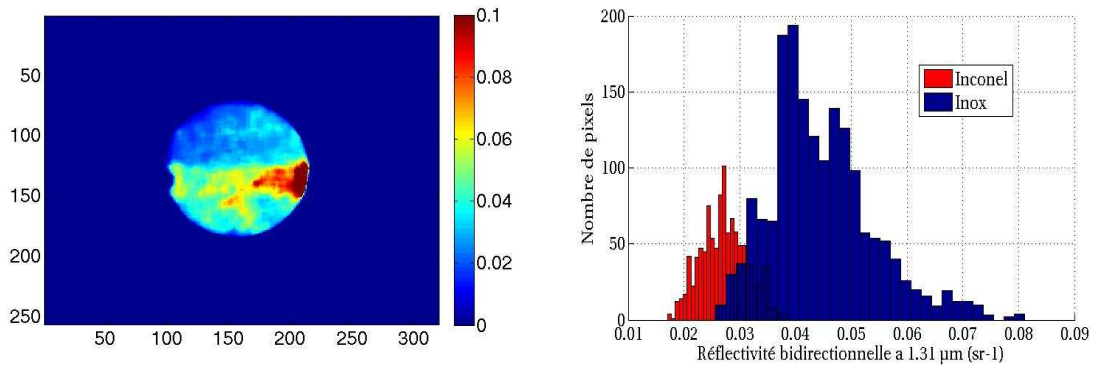


FIG. 5.9 – Champs des réflectivités bidirectionnelles pour la longueur d'onde $\lambda_1 = 1.31 \mu m$: image et histogramme.

Conformément aux mesures de *BRDF* dans le plan d'incidence précédentes, la valeur de

5.2. Mesures sur une scène de matériaux métalliques avec un gradient de température

la réflectivité bidirectionnelle est plus faible pour l'échantillon d'inconel que pour l'acier inoxydable. En remarque, la zone de forte valeur de réflectivité bidirectionnelle, située sur la droite de l'échantillon d'acier inoxydable, est causée par le polissage de la bride de maintien pour la pose des thermocouples. Cette zone possède donc un caractère spéculaire plus prononcé et elle ne sera pas considérée pour l'analyse de la température.

D'un point de vue spatial, les réflectivités bidirectionnelles présentent des variations importantes de l'ordre de 30%, même sur un échantillon dont l'état de surface est homogène comme l'inconel. Cette variation est liée à la mesure des réflectivités bidirectionnelles qui dépend des directions en jeu. Les réflectivités sont plus importantes sur la partie droite, où est favorisée la direction de Snell-Descartes. Peu à peu, en se déplaçant vers la gauche de l'échantillon, la direction d'observation s'éloigne de la direction principale de réflexion et la réflectivité bidirectionnelle diminue.

D'un point de vue spectral, pour les deux échantillons, la réflectivité bidirectionnelle augmente avec la longueur d'onde (cf. tableau 5.2). Ce résultat est en cohérence avec la décroissance spectrale de l'émissivité. Toutefois, comme les matériaux visés sont quasiment gris, cette augmentation est faible, et particulièrement pour l'échantillon d'Inconel.

5.2.4.3 Calcul des champs de températures vraies

Les champs de températures de luminance et de réflectivités bidirectionnelles à deux longueurs d'onde permettent la détermination du champ de températures vraies. Il est présenté sur la figure 5.22, en image et histogramme.

Pour l'échantillon d'inconel, la moyenne spatiale de la température vraie est de $\bar{T} = 689^\circ\text{C}$

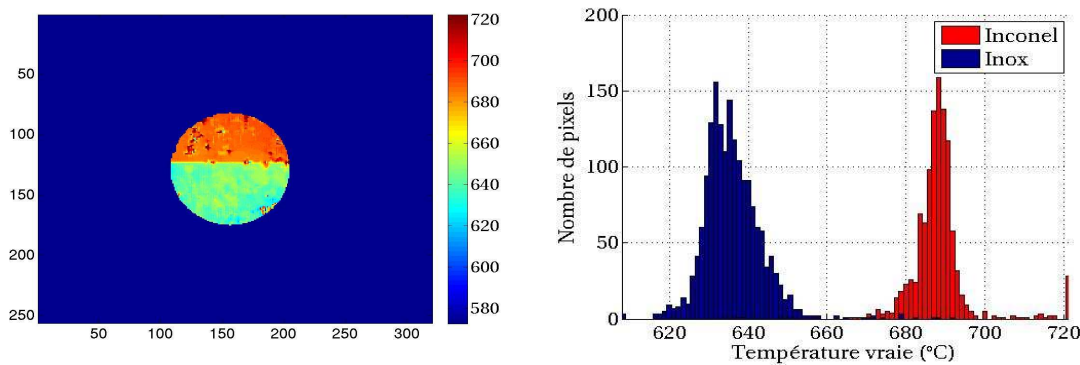


FIG. 5.10 – Champ de températures vraies : image et histogramme

avec un écart type de $\sigma(T) = 4^\circ\text{C}$. Ces valeurs sont proches de la valeur moyenne de référence de 686°C donnée par les thermocouples et du gradient thermique de l'échantillon. De plus, elles sont proches des températures de luminance. En effet, le calcul de l'équation 1.33, en considérant les valeurs d'émissivité à température ambiante, révèle que la température vraie n'est supérieure que de 6°C à la température de luminance pour de tels niveaux d'émissivités. En supposant une croissance de l'émissivité avec la température, l'écart observé à hautes températures devrait être encore moins important, ce qui est retrouvé ici.

Le pyroréfectomètre indique une température de 699°C , située dans les valeurs élevées de l'histogramme des températures vraies (figure 5.10, à droite).

Pour l'échantillon d'acier inoxydable, la moyenne spatiale de la température vraie est de $\bar{T} = 636^\circ\text{C}$ avec un écart type de $\sigma(T) = 8^\circ\text{C}$. Dans ce cas, la valeur de température vraie

est supérieure aux valeurs de températures de luminance compte tenu des valeurs d'émissivités et de la relation (1.33). La valeur de l'écart type reflète bien le gradient thermique de l'échantillon. Cette valeur est supérieure aux valeurs des thermocouples (629°C), mais ces derniers sont soudés sur la zone plutôt froide de la zone d'intérêt. La température pyroréfectométrique vaut 648°C , valeur correspondant aux fortes valeurs du pic de température vraie de l'Inox, visible figure 5.10, à droite. Le pyroréfectomètre pointe sur la zone la plus chaude, proche de l'échantillon d'Inconel.

Pour la comparaison entre les deux échantillons, les champs de températures vraies retrouvés mettent bien en évidence les deux zones de températures différentes. Le gradient entre les deux moyennes des deux zones est de 53°C , ce qui est conforme aux valeurs des thermocouples. La frontière entre les deux matériaux aux deux températures est clairement marquée, signe d'une bonne correspondance spatiale des mesures et donc d'une efficacité de l'étalonnage géométrique présenté au chapitre précédent.

5.2.4.4 Calculs des champs de facteurs de diffusion

Le champ de facteur de diffusion est affiché sur la figure 5.11, en image et en histogramme. **Pour l'échantillon d'inconel**, la moyenne spatiale du facteur de diffusion est très faible,

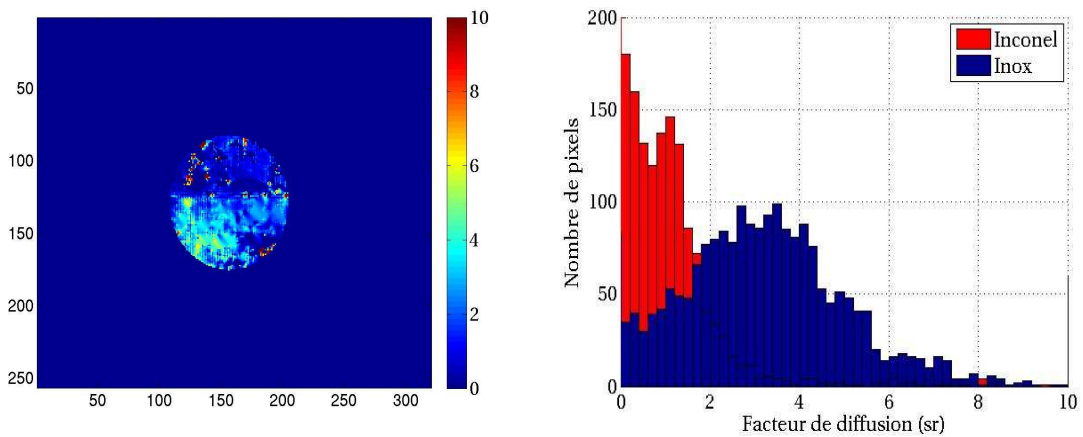


FIG. 5.11 – Champ de facteurs de diffusion : image et histogramme

$\tilde{\eta} = 0.83 \text{ sr}$, et l'écart type est important $\tilde{\sigma}(\eta) = 4.6 \text{ sr}$. Cet écart-type important n'est pas visible sur l'histogramme car il correspond à des valeurs de facteur de diffusion supérieures à 10 sr qui viennent perturber l'écart-type global.

En se référant au sous chapitre 2.4 et au caractère très gris de l'échantillon d'Inconel, cette forte variation peut être imputée au conditionnement du système avec deux équations faiblement indépendantes. Le système thermoréfectométrique est donc résolu pour des valeurs proches de la valeur initiale du facteur de diffusion qui est égale à 0. Mais, compte tenu que pour ce type d'échantillon quasi-gris, la méthode est peu sensible à l'hypothèse principale, la conséquence sur l'erreur en température est faible.

Pour l'échantillon d'acier inoxydable, la moyenne spatiale du facteur de diffusion est plus élevée, $\tilde{\eta} = 3.13 \text{ sr}$, et l'écart type est aussi important $\tilde{\sigma}(\eta) = 2.43 \text{ sr}$. Cette valeur moyenne plus élevée par rapport à l'inconel est relative à un réflecteur de type diffusant, en cohérence avec la *BRDF* caractérisée préalablement. Le facteur de diffusion affiche une variation spatiale importante de 80% qui s'explique également par la faible sensibilité à l'hypothèse principale de ce type de matériau.

5.2. Mesures sur une scène de matériaux métalliques avec un gradient de température

5.2.4.5 Calcul des champs d'émissivités directionnelles

Le champ d'émissivités directionnelles pour la longueur d'onde $\lambda_1 = 1.31\mu m$ est présenté sur la figure 5.12, en image et en histogramme.

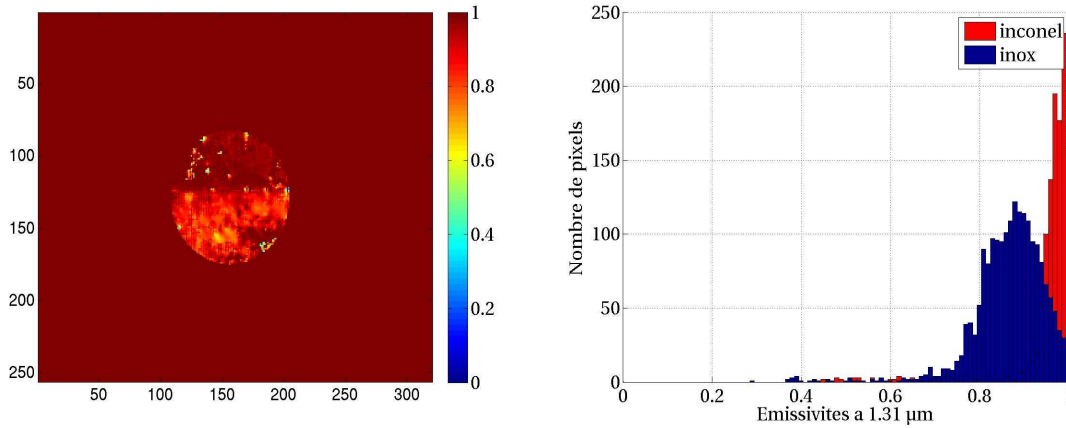


FIG. 5.12 – Champs d'émissivités directionnelles pour la longueur d'onde $\lambda_1 = 1.31\mu m$: image et histogramme

Pour l'échantillon d'inconel, la moyenne spatiale des émissivités est de $\bar{\varepsilon}_1 = 0,979$ avec un écart type de $\sigma(\varepsilon_1) = 0.117$. La valeur de l'émissivité mesurée par spectrométrie et à température ambiante est de 0.90. La valeur du champ des émissivités est calculée à partir de la valeur des réflectivités bidirectionnelles et des facteurs de diffusion selon l'équation (1.30). Comme le facteur de diffusion est connu avec de fortes imprécisions, du fait du caractère quasi gris de l'Inconel, la valeur de l'émissivité souffre des mêmes faiblesses.

Pour l'échantillon d'acier inoxydable, la moyenne spatiale des émissivités est de $\bar{\varepsilon}_1 = 0,861$ avec un écart type de $\sigma(\varepsilon_1) = 0.098$. Cette valeur moyenne est très similaire à celle mesurée au spectromètre qui est de 0.86. Ces mesures sont fortement corrélées, même si elles sont mesurées pour des températures très différentes et par deux méthodes distinctes. De l'égalité des émissivités, nous pouvons conclure que la surface n'a pas subi d'altération importante entre les deux mesures. Ce phénomène peut être relié à ce type de matériau dit "inoxydable", mais qui est en réalité "peu oxydable". Avant chauffage, ce matériau était déjà oxydé, comme l'atteste son spectre d'émissivité, mais l'oxydation ne s'est pas accentuée pendant le chauffage de l'échantillon et pendant la durée de l'essai. Une seconde interprétation de l'égalité des émissivités est que la température a eu peu d'effet sur l'émissivité pour ce matériau.

Pour la comparaison entre les deux échantillons, le champ d'émissivité montre des valeurs plus élevées pour l'Inconel que pour l'acier inoxydable, en conformité avec la caractérisation de l'émissivité préalable.

D'un point de vue spectral, les variations spectrales, présentées dans le tableau 5.2, affichent bien la décroissance des émissivités avec la longueur d'onde. Pour l'Inconel, la variation est évidemment très faible, du fait de son caractère quasi gris.

5.2.4.6 Calculs des moyennes et écart-types des grandeurs obtenues par thermoréfectométrie

Le tableau 5.2 résume les moyennes spatiales et écart-types des grandeurs obtenues par thermoréfectométrie pour notre scène à deux matériaux et deux températures différentes.

		$\bar{x}(\lambda_1)$	$\bar{\sigma}(x)(\lambda_1)$	$\bar{x}(\lambda_2)$	$\bar{\sigma}_x(\lambda_2)$
<i>Inconel</i>	$x = \rho^{\vec{i}, \vec{r}}(sr^{-1})$	0.027	0.005	0.029	0.006
	$x = T_L(^{\circ}C)$	686	2	686	2
	$x = T(^{\circ}C)$	689	4	idem	
	$x = \eta(sr)$	0.830	4.641	idem	
	$x = \varepsilon$	0.979	0.117	0.977	0.101
<i>Inox</i>	$x = \rho^{\vec{i}, \vec{r}}(sr^{-1})$	0.045	0.01	0.05	0.013
	$x = T_L(^{\circ}C)$	624	8	621	7
	$x = T(^{\circ}C)$	636	8	idem	
	$x = \eta(sr)$	3.13	2.43	idem	
	$x = \varepsilon$	0.861	0.098	0.849	0.094

TAB. 5.2 – Résultats des moyennes spatiales et écart-types des grandeurs obtenues par thermoréfectométrie sur les échantillons d’Inconel et d’acier Inoxydable.

5.2.5 Étape 5 : Mesure de champs de températures par thermographie bichromatique

Les champs de températures de luminance étant calculés pour les longueurs d’onde $\lambda_1 = 1.31\mu m$ et $\lambda_2 = 1.55\mu m$, le champ de températures bichromatiques, obtenu avec l’hypothèse du corps gris, est calculé selon la relation (5.1) et affiché sur la figure 5.13, en image et en histogramme.

Pour l’échantillon d’inconel, la moyenne spatiale de la température bichromatique est

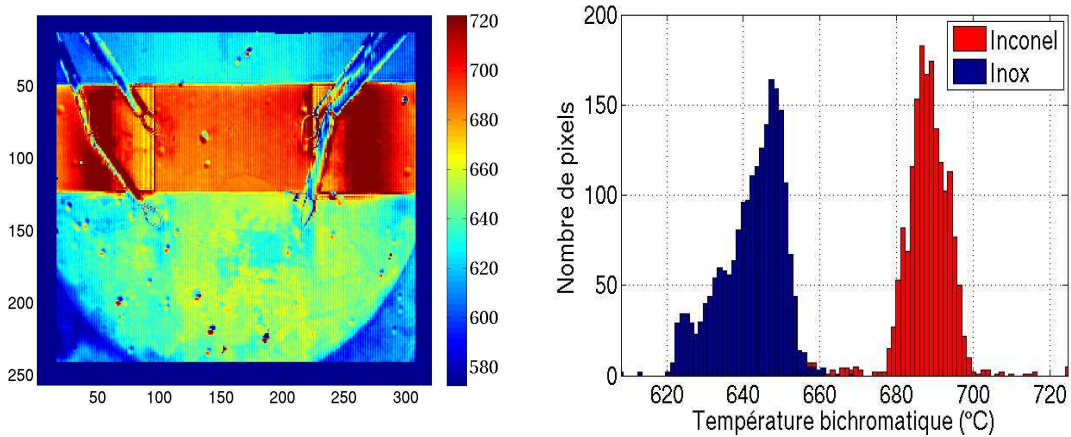


FIG. 5.13 – Champ de températures bichromatiques : image (gauche) et histogramme (droite).

égale à $\bar{T}_b = 688^{\circ}C$ avec un écart type de $\bar{\sigma}(T_b) = 6^{\circ}C$. La valeur moyenne en température est en accord avec la valeur moyenne donnée par les thermocouples et le thermoréfectomètre. De même, l’écart type est conforme à ceux des thermocouples et du thermoréfectomètre. Pour ce matériau quasi gris, la thermographie bichromatique fournit un champ de températures vraies.

5.2. Mesures sur une scène de matériaux métalliques avec un gradient de température

Pour l'échantillon d'acier inoxydable, la moyenne spatiale de la température bichromatique est égale à $\bar{T}_b = 642^\circ C$ avec un écart type de $\sigma(T_b) = 8^\circ C$. La valeur moyenne en température est supérieure à celle calculée par les thermocouples et la thermoréfectométrie. En effet, l'émissivité de ce matériau affiche une décroissance spectrale notable qui implique une température bichromatique surestimée, comme le montre l'équation (5.1). La thermographie bichromatique est très sensible à l'hypothèse du corps gris et malgré cette faible variation d'émissivité la thermographie bichromatique ne fournit déjà plus un champ de températures vraies.

5.2.6 Etape 6 : évaluation de l'erreur commise en température vraie

La formule (5.2) est appliquée aux images de thermoréfectométrie en prenant comme hypothèse des erreurs sur les mesures ΔT_L et $\Delta \rho$ maximales et caractérisées au chapitre 4. La carte d'erreur ainsi calculée est représentée sur la figure 5.14.

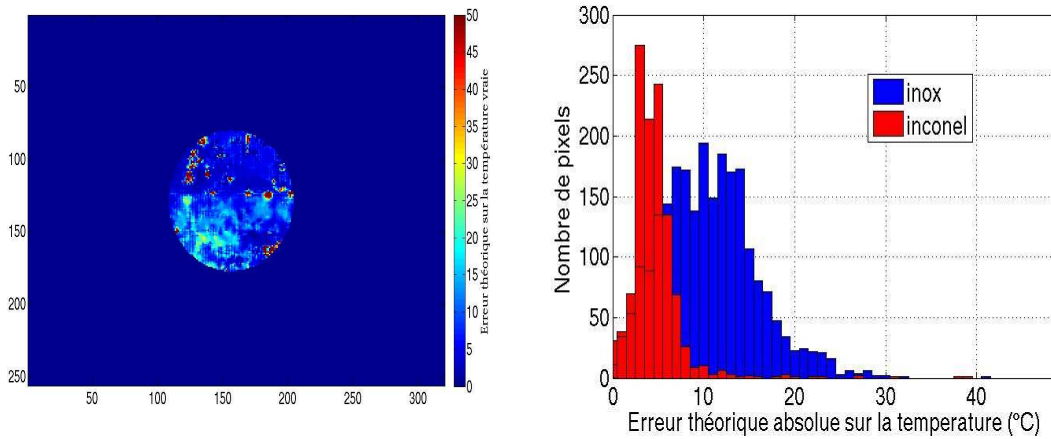


FIG. 5.14 – Carte d'erreurs sur la température vraie en image (gauche) et histogramme (droite).

Pour l'échantillon d'inconel, l'erreur spatiale moyenne est de $\Delta\bar{T} = 4.36^\circ C$ avec un écart type faible de $\sigma(\Delta T) = 1.53^\circ C$.

Comme cela a été introduit dans le paragraphe sur la méthodologie, cette erreur provient majoritairement de deux contributions :

- la sensibilité par rapport au respect de l'hypothèse fondamentale du système thermoréfectométrique qui est matérialisée sur la figure 2.13 pour l'inconel. Selon l'équation (2.12) avec les deux longueurs d'onde $\lambda_1 = 1.310$ et $\lambda_2 = 1.55\mu m$, une variation du facteur de diffusion entre ces deux longueurs d'onde $\frac{\Delta\eta}{\eta} = 0.80\%$ (cf. paragraphe 5.2.2.3), la contribution sur l'erreur en température est d'environ $0.03^\circ C$, soit une contribution négligeable.
- la sensibilité par rapport au choix des longueurs d'onde du système thermoréfectométrique qui est matérialisée sur la figure 2.15 pour l'inconel. Dans ce cas, pour une variation d'émissivité entre les deux longueurs d'onde de 0.0121, la contribution sur l'erreur en température est d'environ $5^\circ C$, soit une contribution majoritaire.

En conclusion, l'erreur résiduelle peut raisonnablement être imputée aux erreurs de mesure et au mauvais conditionnement du système pour cet échantillon. Toutefois, les performances obtenues sont très satisfaisantes.

Pour l'échantillon d'acier inoxydable, l'erreur spatiale moyenne est de $\Delta\bar{T} = 10.13^\circ C$

avec un écart type de $\tilde{\sigma}(\Delta T) = 5.2^{\circ}C$. Les valeurs de la moyenne et de l'écart-type de l'erreur sont nettement supérieures au cas précédent. Cette erreur provient majoritairement de trois contributions :

- une première explication vient du fait que l'erreur en température vraie est fonction de la température vraie au carré. Or, comme cette dernière montre un gradient thermique plus élevé pour l'échantillon d'Inox, il est normal que les erreurs soient plus dispersées.
- la sensibilité par rapport au respect de l'hypothèse fondamentale du système thermoréfectométrique qui est matérialisée sur la figure 2.13 pour l'inox. Comme l'inox n'existe pas dans notre base de données, nous prendrons le matériau Cuivre Oxydé comme comparaison, leurs propriétés radiatives étant similaires. Selon l'équation (2.12) avec les deux longueurs d'onde $\lambda_1 = 1.310$ et $\lambda_2 = 1.55\mu m$, une variation du facteur de diffusion entre ces deux longueurs d'onde $\frac{\Delta\eta}{\eta} = 13\%$ (cf. paragraphe 5.2.2.3), la contribution sur l'erreur en température est d'environ $3.30^{\circ}C$.
- la sensibilité par rapport au choix des longueurs d'onde du système thermoréfectométrique qui est matérialisée sur la figure 2.15 pour le matériau de comparaison à l'acier inoxydable. Dans ce cas, pour une variation d'émissivité entre les deux longueurs d'onde de 0.0121, la contribution sur l'erreur en température est d'environ $4.5^{\circ}C$, soit une contribution majoritaire.

En conclusion, l'erreur résiduelle peut être imputée aux erreurs de mesure, au conditionnement du système pour cet échantillon et au non respect de l'hypothèse principale. La somme des erreurs dues au conditionnement du système et au non respect de l'hypothèse est égale à $9^{\circ}C$, valeur proche des $10^{\circ}C$ retrouvés pour la moyenne des températures vraies.

Remarquons que ces valeurs sont surestimées car elles sont calculées en simulation pour une température de surface de $1000^{\circ}C$. De plus, les émissivités des matériaux de la base de donnée ne sont pas rigoureusement identiques à celles étudiées ici.

5.2.7 Conclusion

Le thermoréfectomètre prototype a été évalué sur une scène composée de deux échantillons métalliques, avec des émissivités élevées, cas défavorable pour la mesure de réflectivité, et faiblement décroissante et de plus un gradient thermique de l'ordre de $50^{\circ}C$ a été imposé entre les deux échantillons.

Sur les trois évaluations du thermoréfectomètre, tout d'abord, en comparaison avec les mesures ponctuelles, dites de référence, fournies par un thermocouple et le pyroréfectomètre, la moyenne spatiale des mesures de champs de températures vraies fournies par le thermoréfectomètre présente un excellent accord. La précision est donc établie, l'écart type des mesures de champs de températures vraies correspond parfaitement au gradient au sein de l'échantillon.

Ensuite, en comparaison avec la thermographie bichromatique, pour l'échantillon d'inconel, quasi-gris, les moyennes spatiales des deux mesures de champs différent seulement de $1^{\circ}C$ et l'écart type est également comparable. En revanche, pour l'échantillon d'acier inoxydable, dont la variation d'émissivité entre les deux longueurs d'onde est de 0.01, l'écart entre les moyennes des mesures de champs de températures vraies grimpe à $6^{\circ}C$. Dans ce cas, la thermographie bichromatique montre déjà ses limites.

Enfin, sur la comparaison des propriétés radiatives mesurées au spectromètre, malgré le fait qu'elles soient mesurées à des températures différentes, montre que la moyenne spatiale du champ d'émissivité est cohérente même dans le cas de l'échantillon d'inconel. Cette cohérence physique finale conclut sur la validité de chaque étalonnage et de chaque mesure du thermoréfectomètre.

En conclusion, dans des conditions défavorables de mesure de réflectivités bidirectionnelles,

5.3. Mesures sur une scène diffusante sélective, hétérogène en émissivité et en température

émissivité élevée et faibles variations difficilement discernables, le thermoréfectomètre fournit des champs de températures vraies et mêmes des champs des propriétés des matériaux avec une bonne exactitude. De plus ces résultats sont obtenus sur une gamme importante de mesure de plus 50°C qui est le gradient thermique entre les deux échantillons. Bien évidemment ces résultats sont pour une scène bidimensionnelle sur laquelle les gradients thermiques ou les variations de l'état de surface, sont autant d'informations cruciales à suivre pour analyser l'endommagement cyclique d'une pièce.

5.3 Mesures sur une scène diffusante sélective, hétérogène en émissivité et en température

Cette deuxième phase de test s'effectue sur une scène très hétérogène en émissivité dans le proche infrarouge. La scène est constituée d'un matériau à base de Zircone, matériau utilisé dans les barrières thermiques, dont une partie est dopée avec de l'Oxyde d'Erbium et l'autre avec de l'Oxyde de Dysprosium. D'un point de vue matériau, ce dopage est réalisé pour modifier les conductivités thermiques de la Zircone. D'un point de vue spectral, ces oxydes de terres rares sont fortement sélectifs. Ce dopage confère aux deux parties de l'échantillon des propriétés différentes autant en conductivité qu'en émissivité.

La méthode de thermoréfectométrie est ainsi évaluée sur une scène avec de forts gradients en émissivité qui sont en sens inverse suivant le dopant et avec un gradient thermique en raison de la différence de conductivité thermique entre les deux parties de l'échantillon.

Le plan de ce sous chapitre suit celui de la méthodologie présentée précédemment.

5.3.1 Étape 1 : Présentation de la scène et de l'échantillon d'évaluation

L'échantillon étudié est un échantillon de Zircone dopée circulaire, de diamètre 3cm et d'épaisseur 3mm . Il a été élaboré à partir de poudres selon le procédé de frittage plasma SPS (Spark Plasma Sintering). Une moitié de l'échantillon est dopée avec de l'oxyde d'Erbium Er_2O_3 dénommée $\text{ZrO}_2 - \text{Er}_2\text{O}_3$, (item A sur la photographie 5.15), et l'autre moitié avec de l'oxyde de Dysprosium Dy_2O_3 , dénommée $\text{ZrO}_2 - \text{Dy}_2\text{O}_3$, (item B sur la photographie 5.15). La composition en oxyde de terres rares est de 30% pour les deux zones. Comme le montrera l'étape sur la mesure des propriétés radiatives, ces oxydes ont la particularité d'avoir des émissivités fortement variables dans le proche infrarouge, et inversées pour les deux longueurs d'onde $1.31\mu\text{m}$ et $1.55\mu\text{m}$. Ils sont donc de très bons candidats pour valider la méthode et montrer son intérêt.

Les mesures de champs sont réalisées selon le cercle rouge visible sur la photographie 5.15.

5.3.2 Étape 2 : Mesure des propriétés radiatives en proche infrarouge

Dans cette partie, les propriétés radiatives du double échantillon sont mesurées. Ces propriétés, mesurées à température ambiante, montrent le comportement sélectif de l'échantillon.

5.3.2.1 Mesure de la transmission

Les coefficients d'absorption étant inconnus pour cet échantillon, le caractère opaque est déterminée par spectroscopie en transmission. Les spectres sont présentés sur la figure 5.16 pour les deux zones de l'échantillon.

Pour la partie $\text{ZrO}_2 - \text{Er}_2\text{O}_3$, certaines bandes spectrales présentent une légère transmission de 0.1%. Ces zones correspondent aux bandes spectrales où le matériau absorbe peu, et où le peu d'énergie incidente non réfléchi est transmise.

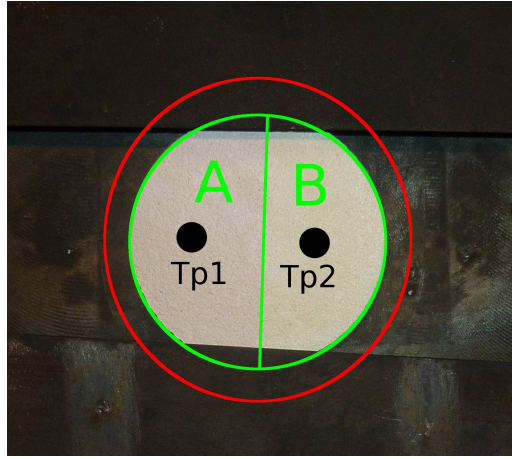


FIG. 5.15 – Photo de l'échantillon de zircone avec les deux parties dopées $ZrO_2 - Er_2O_3$ et $ZrO_2 - Dy_2O_3$.

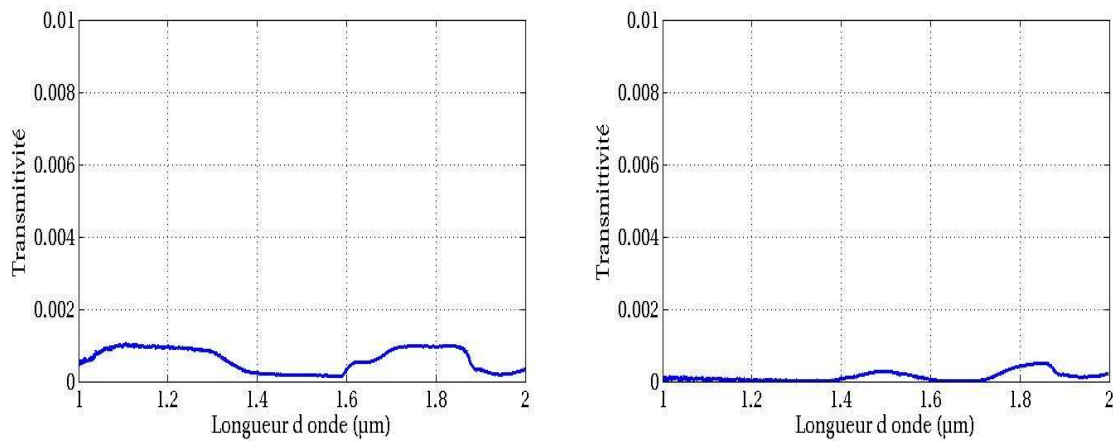


FIG. 5.16 – Transmission de la partie $ZrO_2 - Er_2O_3$ (gauche) et $ZrO_2 - Dy_2O_3$ (droite).

Pour la partie $ZrO_2 - Dy_2O_3$, la transmission est très faible.

Pour l'ensemble de l'échantillon, ces faibles transmissions sont considérées comme négligeables et l'échantillon est donc qualifié d'opaque dans le proche infrarouge.

5.3.2.2 Détermination des émissivités directionnelles à température ambiante

Les spectres d'émissivité mesurés par spectrométrie pour les deux zones de l'échantillon sont présentés sur la figure 5.17.

Pour la partie $ZrO_2 - Er_2O_3$, l'émissivité est faible jusqu'à $1.3\mu m$. Entre $1.3\mu m$ et $1.65\mu m$, de fortes bandes d'absorption apparaissent. Ensuite le matériau présente une émissivité moyenne jusqu'à $2\mu m$. Pour les longueurs d'onde du thermoréfectomètre, l'écart entre les émissivités est important, et le matériau est très émissif à $1.55\mu m$.

Pour la partie $ZrO_2 - Dy_2O_3$, le comportement est inversé. Deux bandes d'absorption sont présentes autour de $1.25\mu m$ et $1.65\mu m$. L'émissivité à $1.55\mu m$ est plutôt faible, alors qu'à la longueur d'onde $1.31\mu m$, elle est élevée.

5.3. Mesures sur une scène diffusante sélective, hétérogène en émissivité et en température

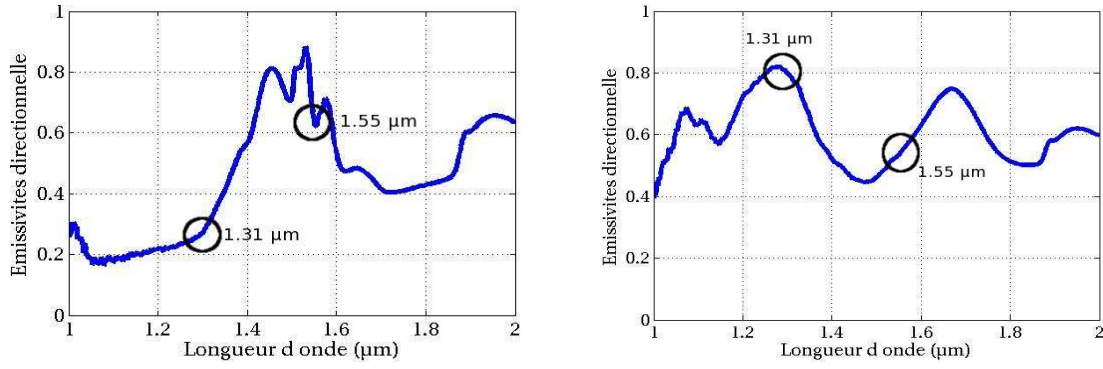


FIG. 5.17 – Emissivités directionnelles de la partie $\text{ZrO}_2 - \text{Er}_2\text{O}_3$ (gauche) et $\text{ZrO}_2 - \text{Dy}_2\text{O}_3$ (droite).

La scène constituée de ces deux matériaux est très hétérogène en émissivité dans le proche infrarouge avec des variations pour la partie $\text{ZrO}_2 - \text{Er}_2\text{O}_3$ qui sont très élevées de $\Delta\varepsilon = 0.34$ et pour la partie $\text{ZrO}_2 - \text{Dy}_2\text{O}_3$ qui sont plus faibles de $\Delta\varepsilon = 0.25$. La partie $\text{ZrO}_2 - \text{Er}_2\text{O}_3$ représente le pire cas en terme de variation d'émissivité.

5.3.2.3 Mesure des $BRDF$ dans le plan d'incidence et calcul du facteur de diffusion

La $BRDF$ dans le plan d'incidence ($\rho^{\vec{i},\vec{y}}$), avec un angle d'incidence de 13° selon la direction $\vec{i}$, et la variation spectrale du facteur de diffusion sont affichées sur la figure 5.18 pour la partie $\text{ZrO}_2 - \text{Er}_2\text{O}_3$ et sur la figure 5.19 pour la partie $\text{ZrO}_2 - \text{Dy}_2\text{O}_3$.

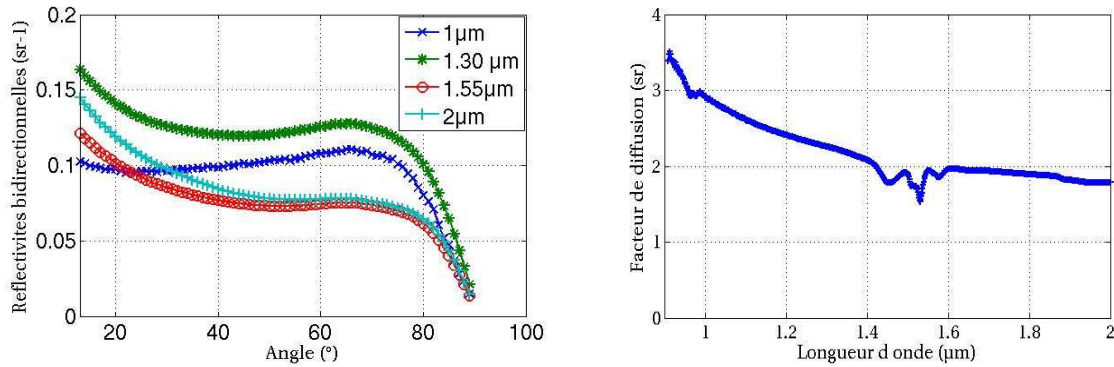


FIG. 5.18 – Mesure de la $BRDF$ dans le plan d'incidence (gauche) et calcul du facteur de diffusion (droite) pour la partie $\text{ZrO}_2 - \text{Er}_2\text{O}_3$

Pour la partie $\text{ZrO}_2 - \text{Er}_2\text{O}_3$, deux formes de $BRDF$ se détachent. Pour les longueurs d'onde de fortes absorption ($1.55 \mu\text{m}$ et $2 \mu\text{m}$), nous observons une $BRDF$ qui diminue avec l'angle d'observation. En extrapolant cette variation, il semble que l'angle de réflexion principal soit l'angle d'incidence, ou de rétrodiffusion, déjà mis en évidence dans [BRS85]. Pour ces longueurs d'onde, la $BRDF$ croît avec la longueur d'onde, en conformité avec le spectre d'émissivité. Pour les longueurs d'onde de forte réflexion ($1 \mu\text{m}$ et $1.3 \mu\text{m}$), le comportement est plus diffusant. En effet, le matériau montre une réflectivité bidirectionnelle constante, jusqu'à un angle d'environ 65° où la réflectivité chute.

Ces tendances affectent directement le facteur de diffusion comme le montre la courbe de

la figure 5.19. Il décroît avec la longueur d'onde, et présente des fluctuations dans la bande d'absorption. Pour les longueurs d'onde du prototype, sa variation est de 14%, ce qui, d'après la figure 2.19, peut induire des erreurs non négligeables sur la température. Globalement, le facteur de diffusion vaut $2sr$ et correspond à un réflecteur de type diffusant.

Pour la partie $ZrO_2 - Dy_2O_3$, trois formes de $BRDF$ se déclinent. A $1.31\mu m$, où l'émissivité est la plus importante, la $BRDF$ est bien la plus faible. Elle présente une décroissance douce avec l'angle d'observation, et ici aussi, l'angle de réflexion maximale semble être l'angle de rétrodiffusion. A $1\mu m$, où l'émissivité est plutôt faible, la $BRDF$ est celle d'un réflecteur très diffusant, avec une réflectivité bidirectionnelle constante, jusqu'à un angle critique où elle chute. Pour $1.55\mu m$ et $2\mu m$, où l'émissivité est la même, les $BRDF$ sont très proches et la forme est similaire à celle de la longueur d'onde $1.31\mu m$.

Le facteur de diffusion présente des variations assez importantes dans le proche infrarouge, surtout pour les faibles longueurs d'onde. A partir de $1.3\mu m$, le facteur de diffusion varie peu. Ainsi pour les longueurs d'onde du prototype, il ne varie que de 4%.

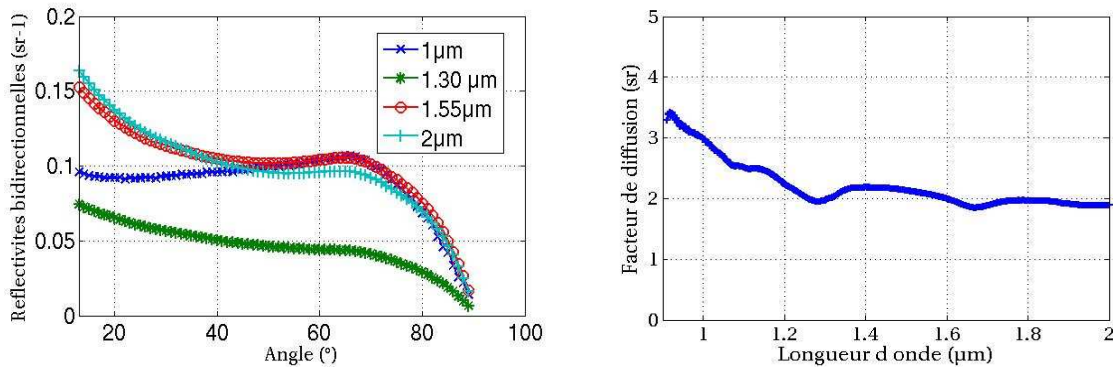


FIG. 5.19 – Mesure de la $BRDF$ dans le plan d'incidence (gauche) et calcul facteur de diffusion (droite) pour la partie $ZrO_2 - Dy_2O_3$.

Pour le comportement du facteur de diffusion, l'analyse des deux spectres du facteur de diffusion nous montre que les deux zones diffusent la lumière avec la même distribution spatiale. Ce phénomène peut être mis en relation avec la rugosité du matériau, liée au procédé d'élaboration (frittage) et au composant principal de l'échantillon, la Zircone, qui est la même pour les deux zones de l'échantillon.

Les $BRDF$ dans le plan d'incidence montrent des courbes fortement dépendantes de la longueur d'onde. Pour la partie $ZrO_2 - Er_2O_3$, le facteur de diffusion qui en découle présente une forte variation entre les longueurs d'onde $1.31\mu m$ et $1.55\mu m$ de $\frac{\Delta\eta}{\eta} = 14\%$. Pour la partie $ZrO_2 - Dy_2O_3$, la variation du facteur de diffusion entre les longueurs d'onde $1.31\mu m$ et $1.55\mu m$ est seulement de $\frac{\Delta\eta}{\eta} = 4\%$. La partie $ZrO_2 - Er_2O_3$ représente encore le pire cas pour la variation de facteur de diffusion.

5.3.3 Étape 3 : Mesures ponctuelles par pyroréfectomètre

Ce sous chapitre donne les mesures ponctuelles par pyroréfectomètre, dites de référence, pour chaque partie de l'échantillon.

5.3. Mesures sur une scène diffusante sélective, hétérogène en émissivité et en température

5.3.3.1 Choix de la mesure de référence

Compte tenu de la nature de ce type d'échantillon céramique avec des gradients thermiques dans le volume de plusieurs dizaines de degrés, il n'est pas envisagé de l'instrumenter avec une technique de contact ponctuelle de type thermocouple. Une technique ponctuelle sans contact de référence a été mise en place.

Elle s'appuie sur des travaux de collaboration entre le laboratoire PROMES, Odeillo, et le laboratoire CEMHTI, Orléans ([HD11]). Dans cette étude, il a été possible de mettre en place la comparaison simultanée des méthodes de mesure à spectrométrie de Christiansen et de pyroréfectométrie. Les matériaux visés sont des oxydes d'Erbium et des oxydes de Dysprosium purs, très sélectifs, chauffés à des températures avoisinant 1000°C . La conclusion de cette étude a montré que les deux méthodes étaient en très bon accord, et que la précision du pyroréfectomètre sur ces oxydes portés à haute température pouvait être établie. Nous pouvons donc accorder à la température du pyroréfectomètre le statut de température de référence pour notre essai. En perspective, notons qu'une comparaison croisée entre le thermoréfectomètre et la spectrométrie de Christiansen est également envisagée.

La mesure pyroréfectométrique est donc la mesure de référence prise pour ce test d'évaluation, et est implantée selon les points Tp1 et Tp2 visibles sur la figure 5.15.

5.3.3.2 Résultats des mesures de référence

L'échantillon est centré sur la plaque chauffante et deux brides biseautées placées au dessous et en dessus le coincent afin de garantir un contact optimal. A l'équilibre thermique, le pyroréfectomètre vise tout à tour la partie $\text{ZrO}_2 - \text{Er}_2\text{O}_3$ et la partie $\text{ZrO}_2 - \text{Dy}_2\text{O}_3$. Les valeurs de températures de référence mesurées sont récapitulées dans le tableau 5.3.

Entre les deux parties de l'échantillon, nous observons un écart en température de 19°C .

	$\text{ZrO}_2 - \text{Er}_2\text{O}_3$	$\text{ZrO}_2 - \text{Dy}_2\text{O}_3$
Pyroréfectomètre	$T_{p1} = 691^{\circ}\text{C}$	$T_{p2} = 672^{\circ}\text{C}$

TAB. 5.3 – Températures de référence du pyroréfectomètre pour l'échantillon $\text{ZrO}_2 - \text{Er}_2\text{O}_3$ et $\text{ZrO}_2 - \text{Dy}_2\text{O}_3$.

Comme cela a été étudié dans la thèse [Fen10], cet écart peut être attribué aux différences de conductivités thermiques entre les deux parties. La mesure de ces conductivités par la méthode du Hot Disk, ([Gus91]) montre une différence de conductivité entre les deux parties de $0.24\text{W}/\text{m.K}$. L'impact de cette différence sur la température de surface implique un gradient thermique de 20°C , valeur comparable à celle obtenue par le pyroréfectomètre.

Le détail de ce calcul pour évaluer l'effet de la conduction et des pertes par rayonnement, basé sur la résolution de l'équation de la chaleur et prenant en compte les mesures de conductivité thermique et d'émissivité totale est donné en annexe F.

Les mesures ponctuelles, dites de référence, témoignent également d'une scène hétérogène en température avec un gradient thermique entre les deux parties de l'échantillon de 19°C .

5.3.4 Étape 4 : Mesures et calculs des grandeurs de champs du thermoréfectomètre

Cette section détaille les résultats de la méthode de thermoréfectométrie sur cet échantillon à deux parties. Les champs de températures de luminance et de réflectivités bidirec-

tionnelles à deux longueurs d'onde sont fournies et interprétées. Les champs de températures vraies, de facteurs de diffusion et d'émissivité sont calculés et analysés.

5.3.4.1 Mesures de champs de températures de luminances

La figure 5.20 affiche le champ de températures de luminance à la longueur d'onde $\lambda_1 = 1.31\mu m$.

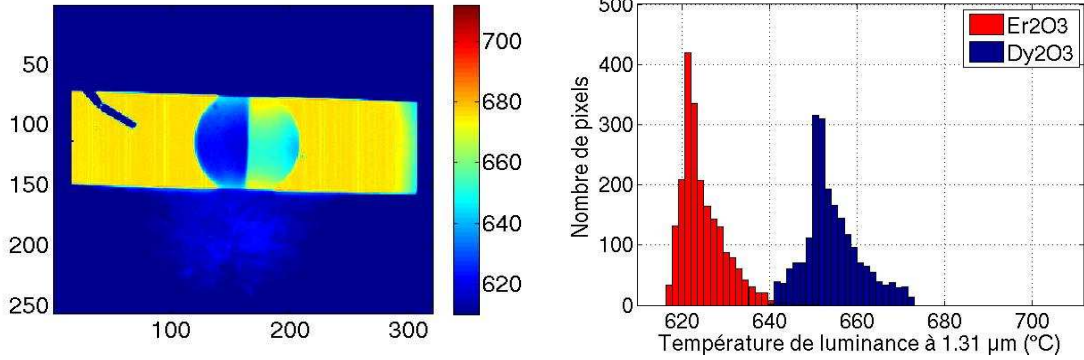


FIG. 5.20 – Champs de température de luminance à la longueur d'onde $\lambda_1 = 1.31\mu m$: image et histogramme.

Pour la partie $ZrO_2 - Er_2O_3$, la moyenne spatiale de la température de luminance est de $\tilde{T}_{L1} = 624^\circ C$ avec un écart type de $\tilde{\sigma}(T_{L1}) = 4^\circ C$. En conformité avec la croissance de l'émissivité avec la longueur d'onde, la valeur de la moyenne spatiale de la température de luminance à la longueur d'onde $1.55\mu m$ (tableau 5.4), est plus élevée ($\tilde{T}_{L1} = 665^\circ C$). Cette différence de $41^\circ C$ provient de l'écart en émissivités entre les deux longueurs d'onde.

La zone est relativement homogène avec un écart-type de seulement de $4^\circ C$. Cette relative non-uniformité est causée principalement par un gradient thermique vertical visible sur l'image des températures de luminance proposée sur la figure 5.20. La température de luminance est plus forte pour les parties proches des brides de maintien, où le contact mécanique entre l'échantillon et la plaque chauffante est meilleur.

Pour la partie $ZrO_2 - Dy_2O_3$, la moyenne spatiale de la température de luminance est de ($\tilde{T}_{L1} = 654^\circ C$) avec un écart type de $\tilde{\sigma}(T_{L1}) = 6^\circ C$. En raison de la décroissance de l'émissivité entre les deux longueurs d'onde, la valeur de la moyenne spatiale de la température de luminance à la longueur d'onde $1.55\mu m$ est cette fois plus faible ($\tilde{T}_{L1} = 635^\circ C$), mais la différence (de $19^\circ C$), est moins marquée.

Pour la comparaison des zones d'un point de vue thermique, l'histogramme de la figure 5.20 et le tableau 5.4 montrent que l'écart de température aux deux longueurs d'onde entre les deux parties de l'échantillon est de $30^\circ C$. Cette différence est due d'une part à la différence de conductivité thermique qui induit un écart sur la température de surface d'environ $20^\circ C$ et d'autre part aux différences d'émissivité entre les deux matériaux.

Pour la comparaison des zones d'un point de vue correspondance spatiale, la limite entre les deux parties dopées est très nette, comme le montre la figure 5.20, et les deux pics sont bien distincts sur l'histogramme.

5.3.4.2 Mesures de champs de réflectivités bidirectionnelles

La figure 5.21 présente l'image et l'histogramme des champs des réflectivités bidirectionnelles à la longueur d'onde $1.31\mu m$.

Pour la longueur d'onde $1.31\mu m$, la moyenne spatiale des réflectivités bidirectionnelles est plus faible pour la partie $ZrO_2 - Er_2O_3$ ($0.313 sr^{-1}$) que pour la partie $ZrO_2 - Dy_2O_3$

5.3. Mesures sur une scène diffusante sélective, hétérogène en émissivité et en température

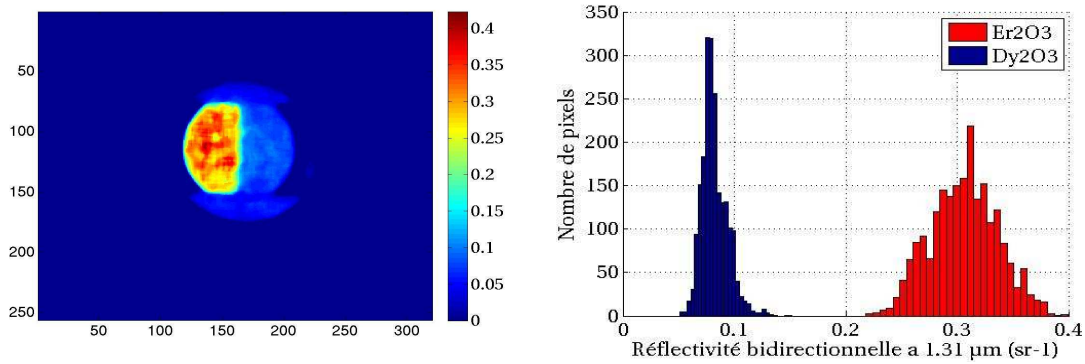


FIG. 5.21 – Champs des réflectivités bidirectionnelles à la longueur d'onde $1.31\mu m$: image et histogramme

($0.084 sr^{-1}$).

D'un point de vue spatial, la figure 5.21 montre que la limite entre les deux zones est très nette. La variation des réflectivités bidirectionnelles est suffisamment forte pour que l'on distingue les deux pics, et ce en dépit des effets d'évolution liés aux différentes directions d'observation des pixels qui atteignent 15% (chapitre 1).

D'un point de vue spectral, en ce qui concerne la longueur d'onde $1.55\mu m$ (cf. tableau 5.4), la tendance est inversée par rapport à la longueur d'onde $1.31\mu m$, en conformité avec les spectres d'émissivité 5.17. Les moyennes spatiales des réflectivités bidirectionnelles pour la partie $ZrO_2 - Er_2O_3$ sont de $0.113sr^{-1}$ et pour $ZrO_2 - Dy_2O_3$ de $0.164sr^{-1}$.

5.3.4.3 Calcul des champs de températures vraies

Le champ de températures vraies est présenté sur la figure 5.22 en image et histogramme.

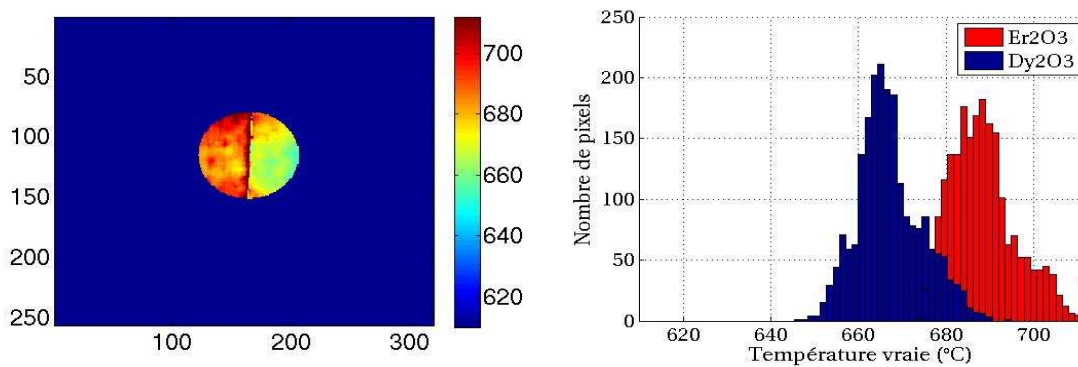


FIG. 5.22 – Champ de températures vraies : image et histogramme

Le champ de températures vraies affiche une température moyenne spatiale de $688^\circ C$ pour la partie $ZrO_2 - Er_2O_3$ avec un écart type de $7^\circ C$ et respectivement de $667^\circ C$ pour la partie $ZrO_2 - Dy_2O_3$ avec un écart type de $7^\circ C$. Ces valeurs moyennes sont proches des valeurs de référence mesurées avec le pyroréfectomètre $691^\circ C$ pour la partie $ZrO_2 - Er_2O_3$ et respectivement $672^\circ C$ pour la partie $ZrO_2 - Dy_2O_3$. Les différences entre les températures thermoréfectométriques et pyroréfectométriques sont respectivement de $3^\circ C$ et de $6^\circ C$. Cette différence est comprise dans l'écart-type de chaque mesure et témoigne du gradient thermique

de la partie elle même. Cet écart type a déjà été constaté sur les températures de luminance et est dû au gradient vertical provoqué par un contact mécanique meilleur sur la zone près de la bride de maintien. Nous pouvons considérer la moyenne du champ de températures 'vraies' comme très proche de la température de référence.

De plus, nous observons que l'écart de 21°C entre les deux zones est identique pour les deux appareils de mesure.

5.3.4.4 Calcul des champs de facteur de diffusion

Le champ de facteur de diffusion est affiché sur la figure 5.23, en image et en histogramme.

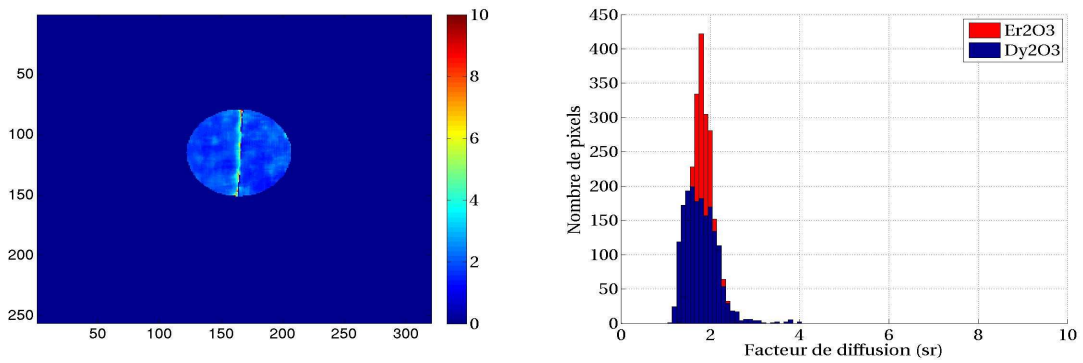


FIG. 5.23 – Champ de facteurs de diffusion : image et histogramme.

La figure 5.23 nous montre d'une part que l'image du champ de facteur de diffusion n'affiche pas de limite nette entre les deux parties de l'échantillon et d'autre part que les pics de l'histogramme sont quasiment identiques pour les deux parties de l'échantillon. Cette caractéristique est particulièrement intéressante pour l'analyse de l'interaction rayonnement/état de surface. En effet, pour cet échantillon la rugosité est homogène du fait d'un procédé de fabrication identique et simultané pour les deux zones, (annexe G). Cela confirme que le facteur de diffusion est le témoin de l'état de surface et caractéristique du type de réflexion.

De plus, notons que la valeur moyenne spatiale du champ du facteur de diffusion de 1.80sr est très cohérente avec la valeur déterminée par spectrométrie qui est d'environ 2sr .

Enfin, en analysant de près les variations au sein des zones homogènes, nous nous rendons compte qu'elles affichent une variation inverse des champs de réflectivités bidirectionnelles, ce qui est conforme à l'analyse donnée dans le chapitre 1.

5.3.4.5 Calcul des champs d'émissivités directionnelles

Le champ d'émissivités directionnelles à la longueur d'onde $1.31\mu\text{m}$ est présenté sur la figure 5.24, en image et en histogramme.

Pour la partie $\text{ZrO}_2\text{--Er}_2\text{O}_3$, la moyenne spatiale de l'émissivité directionnelle à $1.31\mu\text{m}$ est de 0.443 avec un écart type de 0.025. A la longueur d'onde $1.55\mu\text{m}$, la valeur de la moyenne spatiale des champs d'émissivités est de 0.796 avec un écart type de 0.036. Ces valeurs diffèrent légèrement de celles mesurées par spectrométrie, respectivement 0.28 à la longueur d'onde $1.31\mu\text{m}$ et 0.78 à la longueur d'onde $1.55\mu\text{m}$. Les différences peuvent être attribuées à l'augmentation de l'émissivité avec la température ([RBME05]).

5.3. Mesures sur une scène diffusante sélective, hétérogène en émissivité et en température

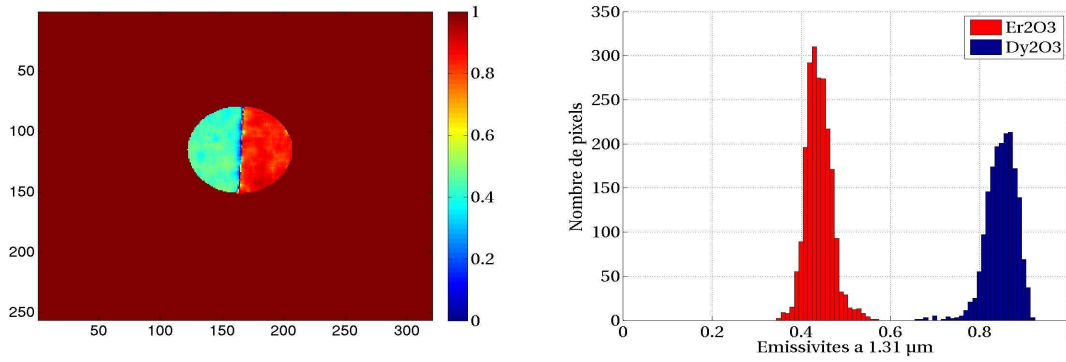


FIG. 5.24 – Champs d'émissivités directionnelles à la longueur d'onde $1.310\mu m$: image et histogramme

Pour la partie $ZrO_2 - Dy_2O_3$, la moyenne spatiale de l'émissivité directionnelle à la longueur d'onde $1.31\mu m$, est de 0.846 avec un écart type de 0.032 et respectivement à la longueur d'onde $1.55\mu m$ est de 0.705 avec un écart type de 0.033. Dans ce cas aussi, les valeurs sont différentes de celles obtenues par spectrométrie : à la longueur d'onde $1.31\mu m$ de 0.78 et à la longueur d'onde $1.55\mu m$ de 0.534.

Notons que le champ d'émissivité à $1.310\mu m$, illustré figure 5.24, présente une limite franche entre les deux parties de l'échantillon. De plus, la forte homogénéité des valeurs des champs d'émissivité (écart type maximal de 0.036) confirme une nouvelle fois la validité de la méthode.

5.3.4.6 Calculs des moyennes spatiales et écart-types des grandeurs de la thermoréfectométrie

Le tableau 5.4 rassemble les résultats des grandeurs mises en jeu en thermoréfectométrie pour ses deux longueurs d'onde.

		$\check{x}(\lambda_1)$	$\check{\sigma}_x(\lambda_1)$	$\check{x}(\lambda_2)$	$\check{\sigma}_x(\lambda_2)$
$ZrO_2 - Er_2O_3$	$x = \rho^{\vec{x}, \vec{r}}(sr^{-1})$	$3.13.10^{-1}$	$3.0.10^{-2}$	$1.13.10^{-1}$	$1.30.10^{-2}$
	$x = T_L(^{\circ}C)$	624	4	665	7
	$x = T(^{\circ}C)$	688	7	idem	
	$x = \eta(sr^{-1})$	1.80	0.22	idem	
	$x = \varepsilon$	0.443	0.025	0.796	0.036
$ZrO_2 - Dy_2O_3$	$x = \rho^{\vec{x}_0, \vec{r}_0}(sr^{-1})$	$8.40.10^{-2}$	$1.00.10^{-2}$	$1.64.10^{-1}$	$2.4.10^{-2}$
	$x = T_L(^{\circ}C)$	654	6	635	5
	$x = T(^{\circ}C)$	667	7	idem	
	$x = \eta(sr^{-1})$	1.84	0.38	idem	
	$x = \varepsilon$	0.846	0.032	0.705	0.033

TAB. 5.4 – Résultats des moyennes spatiales et écart-types des grandeurs obtenues par thermoréfectométrie sur les deux parties de l'échantillon.

5.3.5 Étape 5 : Mesure de champs de températures par thermographie bichromatique

Le champ de températures obtenue par thermographie bichromatique est calculé à partir de l'équation (5.1) et l'hypothèse de corps gris. Les résultats sont affichés sur la figure 5.25,

en image et en histogramme.

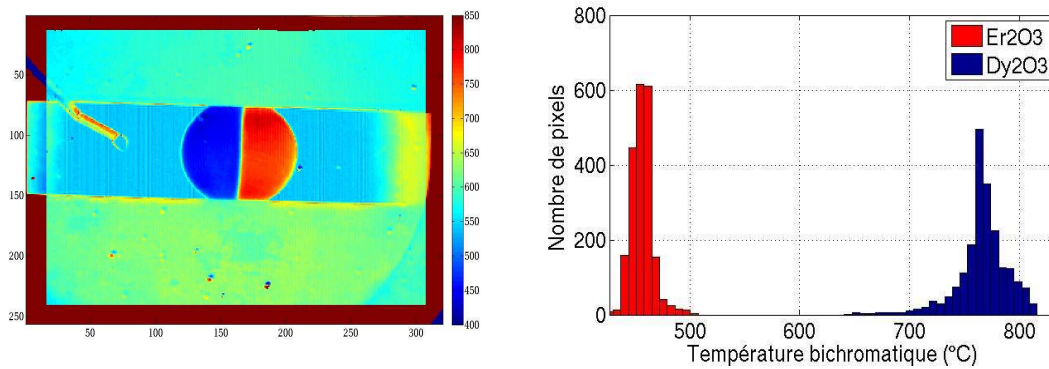


FIG. 5.25 – Champ de température bichromatique : image (gauche) et histogramme (droite)

Pour la partie $ZrO_2 - Er_2O_3$, la moyenne spatiale du champ de température bichromatique est égale à $457^\circ C$, soit une erreur de $234^\circ C$ par rapport aux données de référence. La température bichromatique est donc sous-estimée dans le cas où la variation de l'émissivité spectrale est croissante.

Pour la partie $ZrO_2 - Dy_2O_3$, la moyenne spatiale du champ de température bichromatique est égale à $768^\circ C$, soit une erreur de $77^\circ C$. La température bichromatique est sur-estimée dans le cas où la variation de l'émissivité spectrale est décroissante.

En conclusion, l'hypothèse de corps gris pour cet échantillon n'est évidemment pas valide, et l'application de cette méthode bichromatique induit de fortes erreurs sur la température calculée.

5.3.6 Etape 6 : évaluation de l'erreur commise en température vraie

La formule 5.2 est appliquée aux images de thermoréfectométrie ayant pour sujet le double échantillon oxyde d'Erbium/oxyde de Dysprosium. Les résultats sont présentés figure 5.26, pour les deux zones.

Les erreurs en température sont clairement différentes pour chaque partie de l'échantillon.

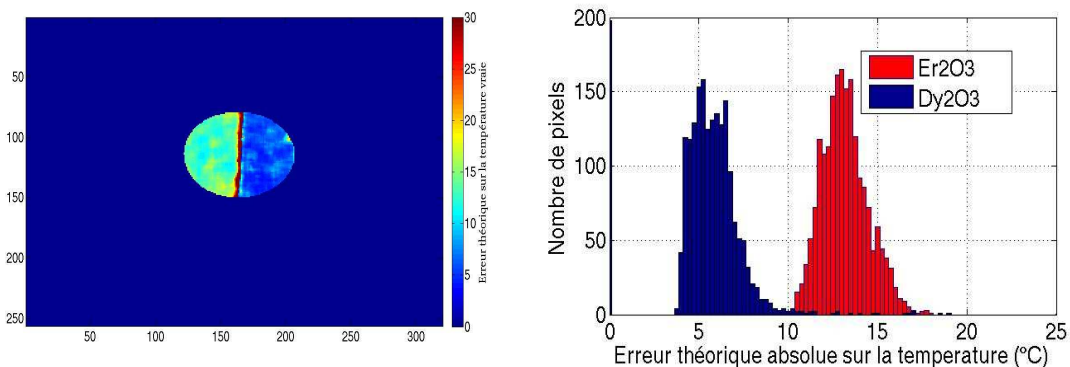


FIG. 5.26 – Erreurs sur la température vraie en image (gauche) et histogramme (droite)

Elles sont plus élevées pour l'échantillon d'Erbium et atteignent une valeur d'environ $12^\circ C$. Pour le Dysprosium, elles sont égales à environ $4^\circ C$.

Cette erreur est légèrement supérieure au cahier des charges de la thermoréfectométrie, mais il faut noter qu'il s'agit là d'erreur totale, somme des contributions de toutes les erreurs

5.3. Mesures sur une scène diffusante sélective, hétérogène en émissivité et en température

partielles. Ici, l'influence des grandeurs d'entrée (température de luminance, réflectivités bidirectionnelles) et du paramétrage (choix des longueurs d'onde bichromatiques) est considéré. De plus le matériau étudié est un matériau critique, du point de vue du respect de l'hypothèse d'après la figure 2.19 et des caractérisations 5.18 et 5.19.

Nous pouvons expliquer les origines principales des erreurs, en écho aux études réalisées au chapitre 2 sur la sensibilité de la méthode.

Pour l'échantillon d'oxyde d'Erbium, l'erreur spatiale moyenne est de $\Delta T = 12^\circ C$ avec un écart type faible de $\tilde{\sigma}(\Delta T) = 3.4^\circ C$.

Comme cela a été introduit dans le paragraphe sur la méthodologie, cette erreur provient de deux contributions :

- l'impact du non respect de l'hypothèse sur la température vraie est important et se divise en deux dépendances : premièrement, la variation expérimentale du facteur de diffusion $\frac{\Delta\eta}{\eta}$ est importante pour ce matériau. A température ambiante et pour les longueurs d'onde de la méthode, elle est de 14%. Deuxièmement, la valeur du coefficient ε_r est faible (0.559) pour ce type de matériau, et a pour effet d'amplifier la sensibilité au non respect de l'hypothèse. En se référant à la figure 2.19, l'impact sur la température vraie retrouvée est de $40^\circ C$.
- la sensibilité par rapport au choix des longueurs d'onde du système thermoréfectométrique qui est matérialisée sur la figure 2.15 pour l'oxyde d'Erbium. Dans ce cas, pour une variation d'émissivité entre les deux longueurs d'onde de 0.34, la contribution sur l'erreur en température est d'environ $2.5^\circ C$, soit une contribution minoritaire.

En conclusion, l'erreur résiduelle peut raisonnablement être imputée au non respect de l'hypothèse de base. Elle est cependant moins élevée que l'erreur théorique de $40^\circ C$. Nous pouvons y voir l'influence du très bon conditionnement du système car les émissivités aux deux longueurs d'onde sont bien distinctes.

Pour l'échantillon d'oxyde de Dysprosium, l'erreur spatiale moyenne est de $\Delta T = 5.75^\circ C$ avec un écart type faible de $\tilde{\sigma}(\Delta T) = 2^\circ C$.

De même, mettons en évidence les deux contributions principales :

- la variation expérimentale du facteur de diffusion $\frac{\Delta\eta}{\eta}$ est relativement importante (4%) pour ce matériau. Ensuite, la valeur du coefficient ε_r est plus forte que pour l'oxyde d'Erbium (1.681). Pour ce type de matériau, l'impact sur la température vraie est donc moins important. En se référant à la figure 2.19, et au matériau oxyde de Dysprosium pur, l'impact sur la température vraie retrouvée est de $4^\circ C$.
- la sensibilité par rapport au choix des longueurs d'onde du système thermoréfectométrique est matérialisée sur la figure 2.15 pour l'oxyde de Dysprosium. Dans ce cas, pour une variation d'émissivité entre les deux longueurs d'onde de 0.25, la contribution sur l'erreur en température est d'environ $1.5^\circ C$.

En conclusion, pour l'oxyde d'Erbium, l'erreur résiduelle peut raisonnablement être imputée au non respect de l'hypothèse de base. Pour l'oxyde de Dysprosium, l'erreur totale est principalement due au non respect de l'hypothèse mais le conditionnement du système, bien que satisfaisant, a une influence notable. Globalement, le conditionnement du système est bon car les émissivités aux deux longueurs d'onde sont bien distinctes. Rappelons que ces valeurs sont des approximations à $1000^\circ C$ pour les oxydes purs mais les tendances sont bien représentatives des matériaux visés dans ce sous-chapitre.

5.3.7 Conclusion

En conclusion, la mesure de température vraie par thermoréfectométrie sur une scène isotherme multi-émissivités et diffusante a été concluante.

Sur les trois évaluations, la comparaison entre les mesures ponctuelles, dites de référence, fournies par un thermocouple et le pyroréfectomètre, et la moyenne spatiale des mesures de champs de températures vraies fournies par le thermoréfectomètre présente un excellent accord. La justesse est donc établie, l'étendue des mesures de champs de températures vraies correspond parfaitement au gradient au sein de l'échantillon.

Les performances de la thermographie bichromatique sont très limitées pour ce type d'échantillon. Dans le cas où l'émissivité croît, pour l'oxyde d'Erbium, la température bichromatique est sous-estimée de 234°C . Pour l'oxyde de Dysprosium, elle décroît et la température est sur-estimée de 77°C . En revanche, la thermoréfectométrie permet la mesure indirecte de l'émissivité, et est donc capable de prendre en compte ces fortes variations spectrales. En ce sens, la contribution de la méthode est importante dans le champ des mesures de températures sans contact sur des scènes sélectives.

A propos des propriétés radiatives, les valeurs calculées par la méthode sont cohérentes et suivent les tendances de la spectrométrie à température ambiante. Cependant les valeurs sont légèrement différentes, surtout dans les bandes spectrales peu émissives. Ce phénomène est relié à l'effet de la température sur l'émissivité des céramiques, déjà mis en évidence dans de nombreux articles [RBME05]. Ce phénomène allié à la très bonne uniformité des champs d'émissivités calculés nous permet d'établir la cohérence physique des mesures du thermoréfectomètre.

En conclusion, dans des conditions plutôt défavorables physiquement, et surtout pour l'oxyde d'erbium, pour qui le facteur de diffusion varie beaucoup spectralement, le thermoréfectomètre fournit des champs de températures vraies avec une bonne précision. Sur une scène hétérogène en émissivité, donc présentant des contrastes de flux importants, la carte des températures est très cohérente, et les valeurs des propriétés radiatives peuvent être mises en relation avec les caractérisations au spectromètre. Une application originale du thermoréfectomètre est mise en évidence : il peut être utilisé en tant qu'**appareil secondaire de caractérisation des propriétés radiatives sans contact à haute température**.

Il est important d'insister sur l'intérêt de la mesure de champs pour l'expérimentation sur cet échantillon. En effet, elle a permis d'identifier et de quantifier un gradient thermique de l'ordre de 3°C . Nous pouvons imaginer que pour des scènes comportant des points chauds, ces derniers peuvent être localisés et quantifiés.

5.4 Mesure sur une scène dynamique

Le thermoréfectomètre prototype a été testé dans des conditions quasi-industrielles, sur le simulateur de hauts flux thermiques FE200 (Faisceau d'électrons 200kW), situé au centre technique de l'entreprise Areva, au Creusot. Les objectifs de cette expérimentation sont triples :

- Démontrer le bon fonctionnement du prototype dans des conditions proches du milieu industriel.
- Tester la méthode à hauts niveaux de températures (1000°C).
- Évaluer les performances en conditions dynamiques.

Ce chapitre présente les résultats d'une campagne d'essai au FE200, sur une scène multi-composants à caractère spéculaire présentant des émissivités hétérogènes et des températures variables. Soulignons le fait que cette campagne d'essai a été limitée dans le temps, ce qui impliquait une phase préparatoire très courte et la non possibilité de répéter les essais.

5.4.1 Étape 1 : Présentation du FE200 et des échantillons d'évaluation

Dans ce sous-chapitre, nous décrivons le simulateur FE 200 et les échantillons d'étude.

Le réacteur de simulation des conditions de flux thermiques rencontrés dans les Tokamaks est principalement constitué d'une enceinte à vide de six mètres cubes dans laquelle sont placées les maquettes à tester et d'un canon à électron extérieur de 200kW de puissance situé à l'extérieur. Des hublots en saphir permettent à la fois le bombardement des cibles et les mesures de températures par voie optique. La figure 5.27 présente une photographie du FE200 et un schéma (vue de dessus) en coupe du simulateur, instrumenté avec le prototype de thermoréfectomètre.

En vue de la qualification du thermoréfectomètre trois types d'échantillons sont testés au

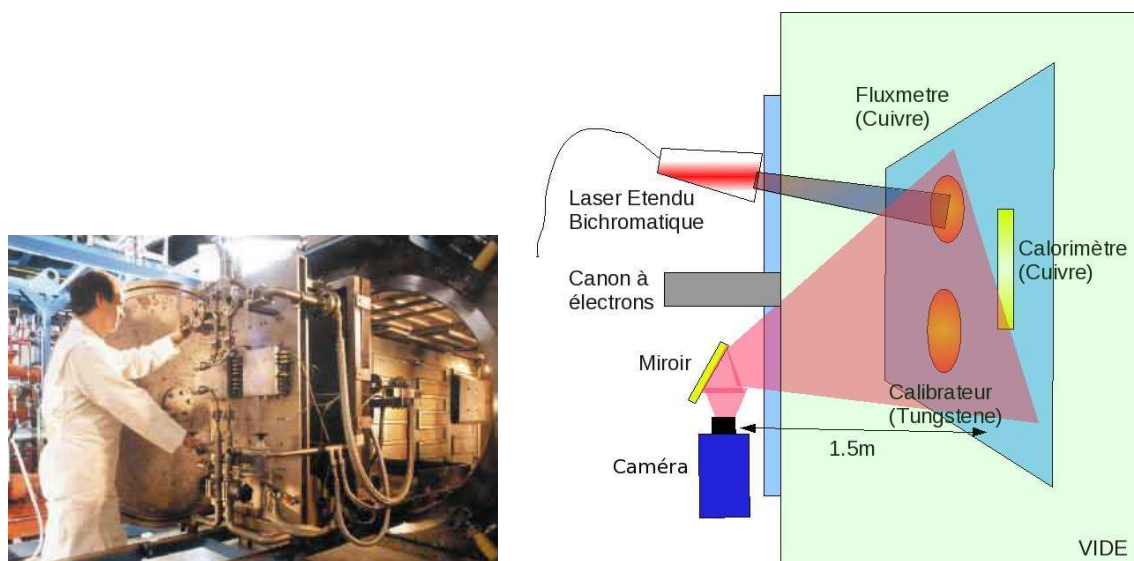


FIG. 5.27 – Photo du simulateur FE200 (Source : http://www.efetgrouping.com/areva_f.html) et schéma vu de dessus en coupe.

cours de la campagne :

- l'échantillon dit "Calibrateur" : Cylindre en Tungstène de diamètre 2.8cm et de longueur 4cm. Cet échantillon représente la mesure test et de référence de température pour l'expérimentation du FE200.
- l'échantillon dit "Fluxmètre" : Cône en CuCrZr de diamètre 4cm et de longueur 5cm. Cet échantillon permet une mesure de flux envoyé sur la maquette test.
- l'échantillon dit "Calorimètre" : Bloc de CuCrZr de longueur 11.4cm, de hauteur 2.8cm et de largeur 2cm qui est traversé par un tube de refroidissement. Cet échantillon est la maquette test du FE200. Elle reçoit les différents matériaux des réacteurs qui sont évalués en cyclage thermique.

La figure 5.28 présente la disposition des échantillons dans l'enceinte tels qu'ils sont observés dans le champ de vue de la caméra.

Le thermoréfectomètre prototype observe les échantillons depuis un hublot situé à l'extérieur de l'enceinte, et via un miroir en or afin de protéger le détecteur des rayons X émis. Le laser émet depuis un autre hublot avec un angle d'environ 30° par rapport à la normale des échantillons. Pour les mesures, le spot du laser est positionné sur l'échantillon à observer et il ne peut en éclairer qu'un à la fois. Ces conditions sont très différentes des conditions de laboratoire. Les angles d'incidence et de détection sont élevés, la puissance des lasers peut être insuffisante pour la mesure des réflectivités bidirectionnelles sur ces matériaux à caractère spéculaire. Le miroir pourrait induire des distorsions géométriques et chromatiques

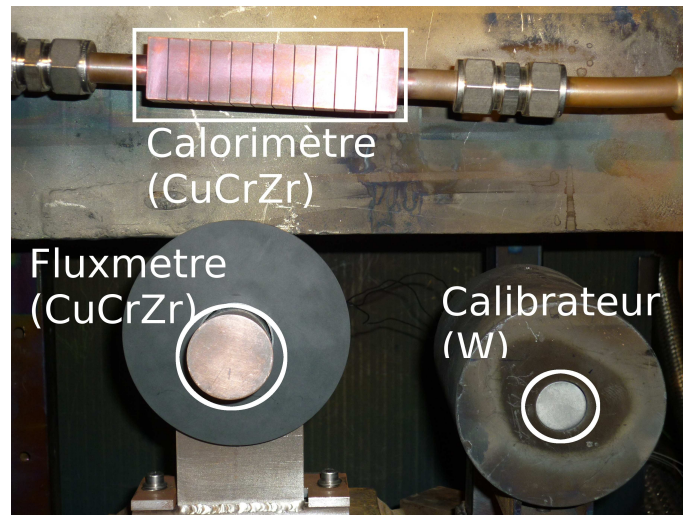


FIG. 5.28 – Photographie de la scène de mesure du FE200.

plus importantes. Enfin les hublots introduisent une atténuation supplémentaire des flux émis et réfléchis.

5.4.2 Étape 2 : Propriétés radiatives des échantillons

Les échantillons étant tous métalliques, les propriétés radiatives sont semblables à celles du Tungstène présenté dans la base de données : décroissance spectrale de l'émissivité, faibles valeurs d'émissivité, réflectivités bidirectionnelles élevées et facteurs de diffusion faibles. Il existe néanmoins deux différences importantes :

- Le vide empêche toute oxydation de l'échantillon, la réflexion reste à caractère spéculaire quel que soit le niveau de température.
- Les variations de l'émissivité sont typiques d'un métal : décroissance quasi-linéaire avec la longueur d'onde dans le proche infrarouge. Cette décroissance est particulièrement forte pour le Tungstène. Pour cette raison, ce métal est considéré comme un cas difficile du fait de son caractère très peu 'gris' lorsqu'il n'est pas oxydé.

5.4.3 Étape 3 : Mesures ponctuelles par thermocouples

Les températures de référence sont mesurées par des thermocouples placés dans des orifices usinés dans les échantillons. Les valeurs sont données avec une cadence de l'ordre de la *ms*.

5.4.4 Étape 4 et 6 : Mesures et calculs des grandeurs de champs du thermoréfectomètre et évaluation de l'erreur

Ce sous-chapitre présente les résultats de thermoréfectométrie effectués au FE200, sur les trois échantillons de test. Les propriétés radiatives étant équivalentes au premier test, les champs de températures de luminance et de réflectivités bidirectionnelles ne sont pas présentés. En effet, le nombre de mesures est de l'ordre de 10 pour chaque échantillon. Pour la présentation des résultats, nous avons choisi de ne présenter que la variation temporelle de la moyenne spatiale du champ de température vraie, car il paraît plus intéressant pour ces tests de nous focaliser sur les capacités dynamiques de la méthode. De plus, ces résultats, de type 'thermogrammes', n'ont pas encore été présentés dans ce manuscrit, et permettent d'ajouter une dimension d'analyse (temporelle) à la méthode. Nous nous limitons donc au seul exposé des champs de température vraie en comparaison avec les mesures de thermocouple en fonction du temps.

5.4.4.1 Mesure de température sur le "Calibrateur" en Tungstène

Soulignons le fait que le calibrateur a été spécialement conçu pour tester les mesures de pyrométrie optique et que l'implantation de son thermocouple permet d'obtenir des températures fiables. Pour cet essai, le calibrateur en tungstène est soumis à un fort flux d'électrons induisant une température avoisinant les 1200°C . En régulant les temps de tir, trois paliers de température sont imposés à l'échantillon.

La figure 5.31 affiche le tracé de la valeur d'un thermocouple situé dans un orifice traversant le cylindre en Tungstène, et dont l'extrémité affleure la surface, ainsi que la moyenne spatiale du champ de température vraie.

La comparaison des valeurs de référence (thermocouples) et des valeurs calculées par ther-

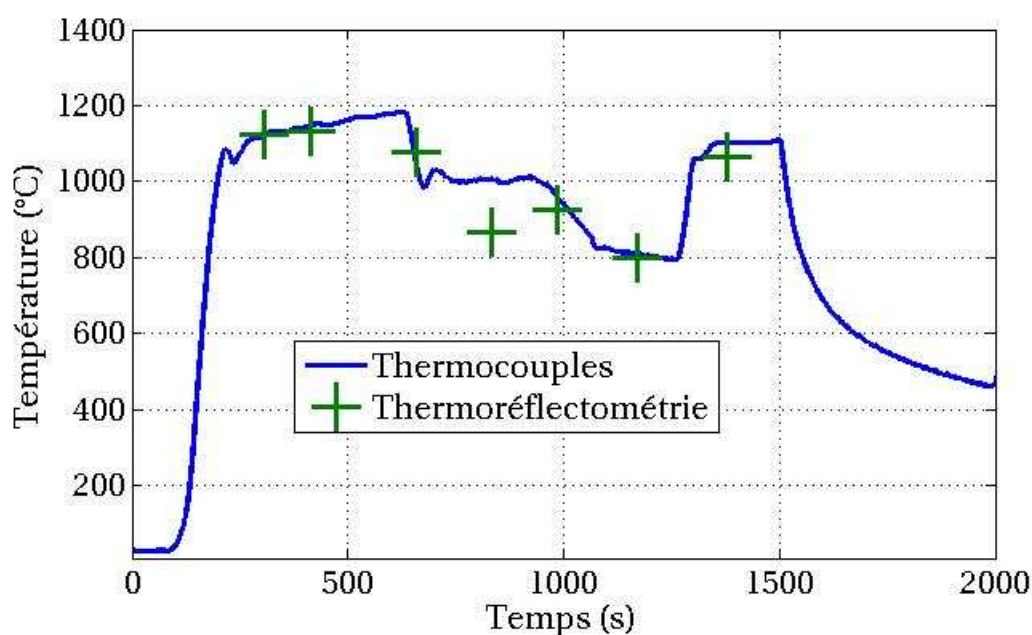


FIG. 5.29 – Température vraie sur le "calibrateur" en Tungstène.

moréfectométrie permet de conclure à une bonne adéquation entre les méthodes de mesure.

Le Tungstène étant peu gris, le système thermoréfectométrique est parfaitement adapté à ce type de mesure. En ce qui concerne le respect de l'hypothèse de base sur le facteur de diffusion, la figure 1.10 montre une très faible variation spectrale du facteur de diffusion pour les deux longueurs d'onde de mesure et la figure 2.19 affiche un impact modéré du respect de l'hypothèse sur la détermination de la température vraie. Le prototype se trouve donc placé en conditions optimales, c'est la raison de l'excellente concordance entre les températures thermoréfectométriques et thermocouples.

Cependant, le prototype s'est avéré assez peu adapté aux changements rapides de température, une image de température vraie mettant environ 1 minute à apparaître. L'enseignement principal apporté est la limitation dynamique de la méthode liée principalement au temps de résolution du système. Pour les essais suivants, les mesures sont réalisées sur des paliers en température.

5.4.4.2 Fluxmètre en CuCrZr

La figure 5.30 illustre les mesures de température du thermocouple situé à une profondeur de 1mm sous la surface et la moyenne spatiale du champ de température vraie.

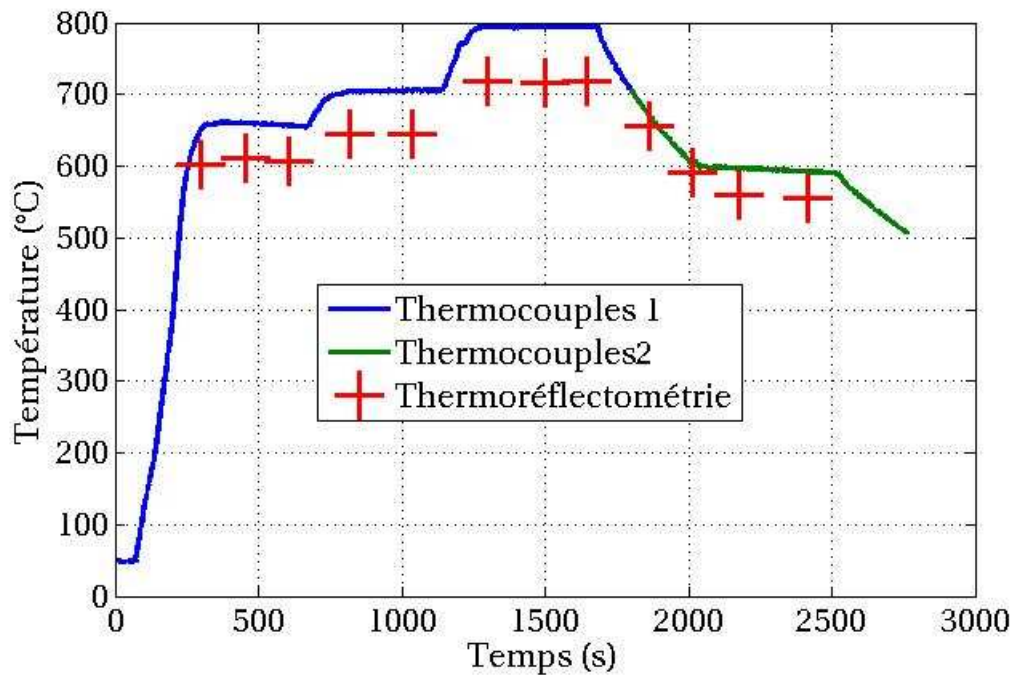


FIG. 5.30 – Température vraie sur le fluxmètre en $CuCrZr$.

Nous observons un décalage systématique entre les mesures du thermoréfectomètre et les valeurs de référence. Cet échantillon est appelé Fluxmètre car il permet de calculer le flux de chaleur absorbé par le matériau en comparant les températures relevées par trois thermocouples situés à trois profondeurs différentes. Par conséquent ces thermocouples ne sont pas qualifiés pour une mesure précise de la température mais pour une mesure précise du flux absorbé. De plus, il est toujours en voie de développement et n'est pas un outil de référence comme le "calibrateur".

Pour le thermoréfectomètre, et dans ces conditions industrielles, où l'essai ne peut être répété, ni amélioré, les causes d'erreurs n'ont pas pu être toutes identifiées clairement et corrigées.

Notons toutefois que, en relatif, les variations de températures sont parfaitement retrouvées par le prototype de thermoréfectomètre.

5.4.4.3 Calorimètre en $CuCrZr$

Le calorimètre est très hétérogène en température : la partie centrale proche du fluide caloporteur est plus froide que les parties hautes et basses, comme le montre la figure 5.31. Or les paramètres de la caméra sont choisis (gain, temps d'intégration) par rapport à une zone d'intérêt. Ce problème n'ayant pas été anticipé, cette zone d'intérêt a été choisie sur la partie centrale de l'échantillon et donc la partie la plus froide. Par conséquent, les zones hautes et basses, beaucoup plus élevées en températures (différence de $200^{\circ}C$), saturent une grande partie des détecteurs. Il aurait suffi de centrer le spot laser sur une zone chaude pour obtenir une mesure fiable, mais le laser ne doit pas être déplacé de sa zone d'étalonnage, et, de plus, il est hors d'accès en cours d'essai à cause des rayons X émis. Dans ces conditions, la mesure a été impossible mais demanderait une correction simple.

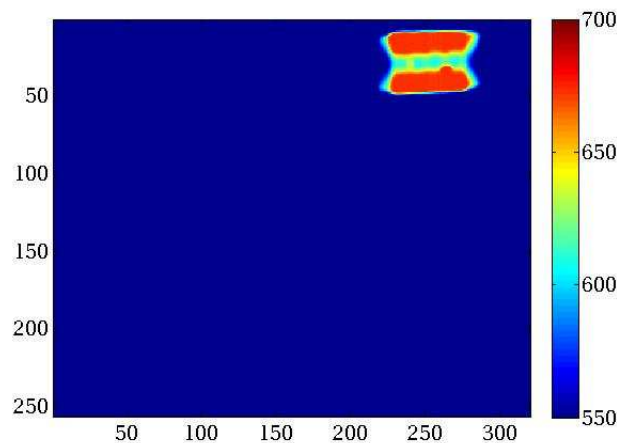


FIG. 5.31 – Température vraie sur le "calorimètre" en CuCrZr.

5.4.5 Enseignements

En conclusion, le thermoréfectomètre prototype a été testé en conditions quasi-industrielles, sur le simulateur de hauts flux thermiques FE200 et sur des échantillons métalliques spéculaires.

Ces mesures exploratoires sont très encourageantes, notamment les résultats obtenus sur le calibrateur en tungstène, le seul des échantillons à caractère métrologique testé. Dans ce cas, les températures déduites par thermoréfectométrie correspondent à celles mesurées avec le thermocouple de référence. De façon générale, ils démontrent que le prototype a les qualités de base pour s'adapter à un contrôle en milieu industriel. Toutefois, ils mettent en lumière une vitesse de mesure insuffisante. Elle limite la mesure à des phénomènes avec des temps de variation d'environ 1min . Pour diminuer ce temps de mesure, les voies d'amélioration sont d'une part une meilleure programmation de la résolution du système (2.8) pour chaque pixel qui repose sur l'appel d'une bibliothèque externe et d'autre part une sélection spectrale plus rapide à base de filtres accordables à cristaux liquides. Ces modifications technologiques sont largement accessibles et ne remettent pas en cause les fondements scientifiques de la méthode et l'intérêt du développement du système et de sa méthode.

5.5 Contributions de la thermoréfectométrie

La méthode de thermoréfectométrie a été mise à l'épreuve en condition de laboratoire sur deux types de scènes hétérogènes en température et en émissivité. Les scènes étaient composées de matériaux diffusants avec des propriétés radiatives opposées, d'une part des métaux oxydés gris et fortement émissifs et d'autre part des oxydes de terres rares non gris et fortement sélectifs. Le troisième cas d'étude, sur simulateur FE200, a été réalisé en condition industrielle sur une scène composée de matériaux métalliques non oxydés, à caractère spéculaire et soumis à des gradients thermiques élevés et rapides.

La mesure sur la scène avec des échantillons métalliques fortement émissifs a révélé les potentialités de la méthode dans des conditions critiques de mesure avec des faibles valeurs de réflectivités bidirectionnelles et de surcroît avec un écart minime de réflectivité pour les deux longueurs d'onde de mesure. Le bon accord entre les températures de référence et thermoréfectométrique valide le système pour ces conditions défavorables. Notons que même dans le cas de matériaux presque gris, la méthode se différencie favorablement de la thermographie

bichromatique dans une gamme de température de plus de $50^{\circ}C$.

Les mesures sur la scène composée d'un échantillon de Zircane dopé sur une partie par un oxyde de terres rares de type Erbium et l'autre de type Dysprosium ont permis de tester le système pour des conditions extrêmement difficiles et complexes pour des méthodes sans contact. En effet, cet échantillon présente de fortes variations d'émissivité spectrale et qui sont de plus inversées pour les deux parties. Dans ces conditions, la thermographie bichromatique est inadaptée et même la thermographie multi longueurs d'onde avec modèle d'évolution d'émissivité serait en difficulté. De plus, pour la thermoréfectométrie, la partie Zircane dopée par l'oxyde d'erbium représente un cas où l'hypothèse de base d'invariance du facteur de diffusion n'est pas totalement vérifiée. Malgré ce contexte difficile, les résultats restent probants et démontrent que la méthode proposée est l'une des rares techniques de mesures de champs capable d'appréhender ce type de scène complexe en terme de propriétés radiatives.

Les tests réalisés avec le thermoréfectomètre prototype en conditions quasi-industrielles sur des matériaux métalliques spéculaires et non gris ont également démontré la justesse des résultats et les potentialités du système. Il a permis d'explorer les capacités dynamiques du prototype développé en terme de temps de mesure et d'étendue de mesure sur plusieurs centaines de degrés. Malgré les insuffisances du temps de réponse, parfaitement solvables, le système serait un candidat intéressant pour le diagnostic thermique du simulateur FE200 et démontre ses qualités comme système de diagnostic pour les réacteurs nucléaires.

De façon générale, l'avantage indéniable du thermoréfectomètre par rapport aux autres moyens de pyrométrie optique est bien entendu la mesure quantitative de champs de températures vraies **en condition in situ et en temps réel**. La non-uniformité finale du champ de températures vraies peut être reliée à des gradients thermiques réels, à des défauts de surface, phénomènes intéressants pour tout processus de contrôle d'état de santé non destructif. Indirectement, le suivi de l'état de surface est rendu possible grâce à la variation temporelle du facteur de diffusion. Sa variation brutale est souvent signe d'oxydation ou de transformation de phase.

Conclusion

Conclusion générale

Au cours de mon doctorat, je me suis intéressé à la mesure radiative de champ de température sur des corps opaques, problème ancien mais persistant. En effet, pour mesurer précisément la température avec un capteur de flux optique, il est nécessaire de connaître l'émissivité du corps étudié, sans quoi de fortes erreurs peuvent être commises. Parmi les méthodes de mesure de température existantes, la pyroréflectométrie bichromatique, méthode ponctuelle [Her05], est une bonne candidate au développement d'une mesure matricielle embarquée. Elle s'appuie sur l'introduction d'un paramètre dénommé facteur de diffusion et qui permet de relier l'émissivité du matériau à une mesure de réflectivité bidirectionnelle. L'introduction de ce paramètre considéré comme invariant pour deux longueurs d'onde voisines a permis de réaliser, avec succès, des mesures de températures vraies sur de nombreux matériaux. Au regard de ces constats, l'objectif de ma thèse a été de **développer un prototype pour la mesure de champs de températures** dans le proche infrarouge et sans connaissance préalable des émissivités, sur tout type de matériaux opaques dans la gamme $[300 - 1000]^{\circ}\text{C}$.

Le dispositif présenté dans ce manuscrit, dénommé thermoréfectomètre, fusionne la mesure à deux longueurs d'onde du flux propre émis par le matériau dans une phase de thermographie classique et une détermination indirecte du champs d'émissivité par réflectométrie laser.

La mesure des quatre paramètres d'entrée que sont les températures de luminance et les réflectivités bidirectionnelles à deux longueurs d'onde, alliée à l'introduction de l'hypothèse d'invariance spectrale du facteur de diffusion, rendent la détermination du champ de température vraie possible. En ce sens, le thermoréfectomètre représente un des premiers systèmes de mesure de champs de température vraies pouvant s'appliquer à tout type de matériaux opaques. Le travail, résumé dans ce manuscrit, consiste en l'analyse et l'optimisation de la méthode en vue d'une mesure "en ligne", ainsi que le développement et la mise au point d'un appareil compact adapté aux mesures "in situ". L'approche adoptée pour atteindre ces objectifs est constitué de deux étapes :

- **l'étude poussée de la méthode** pour la rendre la plus exacte possible, connaître ses limites, et l'adapter à toutes les familles de matériaux opaques (chapitres 2,3).
- **la conception, la mise en oeuvre et l'évaluation d'un prototype** de mesure basé sur les conclusions de l'analyse de la méthode (chapitre 4,5).

Après un rappel non exhaustif des définitions de base liées au rayonnement thermique je me suis intéressé aux paramètres thermoradiatifs. L'émissivité, paramètre clef des méthodes de mesure de température sans contact, est soumise à de nombreuses grandeurs d'influence (nature du matériau, longueur d'onde, état de surface, direction d'observation, température). Il est donc difficile de connaître sa valeur a priori, et particulièrement, en fonction de l'évolution du matériau. Pour éprouver théoriquement la méthode par **simulation**, et ensuite réaliser des tests en laboratoire, nous avons constitué une **base de données** représentative des différentes familles : matériau émissif, réflecteur, gris, sélectif, diffusant... De plus, afin de maîtriser au mieux les propriétés thermoradiatives des produits sélectionnés, une procédure de **caractérisation spectrale et directionnelle au spectromètre**, à température ambiante, a été mise en place pour notamment connaître les propriétés de leur surface en réflexion.

Ce socle de base en place, j'ai détaillé la méthode en fonction de ses trois phases :

- **Phase passive** : mesure des températures de luminance à deux longueurs d'onde. Notons que le cahier des charges impose la mesure des températures de luminance à 1.8°C .

- **Phase active** : mesure des réflectivités bidirectionnelles à deux longueurs d'onde. Notons que le cahier des charges impose la mesure des réflectivités bidirectionnelles à $0.0038sr^{-1}$.
- **Phase de traitement** : résolution du système de deux équations non linéaires à deux inconnues avec l'hypothèse d'invariance du facteur de diffusion. Notons que cette phase qui doit permettre des mesures en ligne nécessite le développement d'un logiciel spécifique permettant un traitement rapide sur le détecteur matriciel constitué de quatre vingt mille capteurs indépendants.

L'évaluation des potentialités de la méthode par des mesures simulées à partir de la base de données a permis de constater que, bien qu'en général, elle fournisse une solution unique pour l'ensemble des familles de matériaux, pour certains, présentant une croissance douce de l'émissivité avec la longueur d'onde (Alumine, Zircane) elle aboutit à une double solution. Ce constat peut être considéré comme une première limite du procédé qui toutefois n'a rien de rédhibitoire. Ces études d'approche ont tout particulièrement permis de réaliser des analyses critiques de validité de l'hypothèse de base, l'invariance spectrale du facteur de diffusion, et d'appréhender les conséquences d'un écart à cette hypothèse. Deux enseignements en sont tirés :

- pour les matériaux gris on peut s'écarter de l'hypothèse de 50% sans introduire des erreurs importantes.
- pour les matériaux sélectifs présentant des sauts d'émissivités pour les deux longueurs d'onde de travail, elle doit être respectée à 5% environ.

L'analyse critique de la méthode en fonction des propriétés des matériaux a été suivie de celle des conditions optimales de résolution du système d'équations de la thermoréfectométrie. Les leçons tirées montrent une contradiction : les longueurs d'onde de travail doivent être suffisamment éloignées pour avoir des émissivités monochromatiques différentes et à l'inverse proches pour garantir au mieux l'invariance du facteur de diffusion. **Le compromis est le choix des longueurs d'onde $1.31\mu m$ et $1.55\mu m$.**

Dans le déroulement de l'étude, la phase théorique de la méthode est complétée par une phase qui intègre les caractéristiques techniques des composants et qui va permettre de reproduire les conditions de mesure réelles. En effet, le conditionnement technologique du système impose des précautions et des choix contraints par les composants industriels. En pratique, les mesures thermoréfectométriques ne sont pas purement monochromatiques mais sont intégrées sur la bande spectrale du détecteur et du filtre utilisé. Cette étape ajoute des précautions à prendre pour une mesure précise de la température vraie, qui sont traitées dans le chapitre 3. En premier lieu et en référence à la mesure des températures de luminance, **le modèle radiométrique est paramétré**. Ce dernier modélise la longueur d'onde effective étendue en fonction de la température par un polynôme dont le degré a été choisi à 1, pour des filtres relativement étroits ($\Delta\lambda < 200nm$).

En référence à la mesure des réflectivités bidirectionnelles, le choix de la source d'éclairement est crucial. Elle doit être suffisamment puissante pour générer un signal surfacique détectable, même pour un corps porté à $1000^{\circ}C$. A travers une étude en simulation basée sur les réflectivités des matériaux de la base de données, la **diode laser collimatée** a été sélectionnée pour une largeur de filtre inférieure ou égale à $50nm$.

Enfin, l'utilisation d'une source d'éclairement monochromatique pour la mesure des réflectivités combinée à la mesure des températures de luminance sur la bande spectrale du filtre utilisé engendre des écarts à la loi de Kirchhoff. Pour minimiser ce phénomène, **la distribution spectrale du filtre sélectionné doit être gaussienne**.

Au final, les composants sont dimensionnés, la source d'éclairement doit être une diode laser bichromatique collimatée de puissance $20mW$, et les filtres utilisés doivent être de largeur

spectrale $50nm$ et de distribution gaussienne.

Le thermoréfectomètre prototype a été réalisé selon les enseignements tirés de ces études critiques. Son architecture matérielle est basée sur l'utilisation d'une unique caméra dont la sélection spectrale pour les mesures monochromatiques est assurée par une roue à filtre. Les deux diodes laser d'éclairement sont couplées optiquement dans une même fibre, et, à travers un équipement de collimation/élargissement, génèrent un spot bichromatique de $5cm$ de diamètre. Le logiciel associé permet le contrôle et l'automatisation de la mesure de température vraie et des mesures intermédiaires.

Deux types de défauts ont été mis en évidence : les spatiaux et les spectraux. Au niveau de la caméra l'hétérogénéité des réponses des pixels induit un bruitage de l'image. Il est éliminé par soustraction systématique d'une image d'obscurité à l'image brute. Au niveau de la roue à filtre et de la commutation spectrale, des aberrations chromatiques importantes ont été identifiées. Elles sont corrigées par le déplacement des images brutes calculé au préalable sur une mire étalon.

Le prototype et ses "accessoires" correctifs mis au point, les phases d'étalonnage en température sur corps noir et de réflectivité sur des réflecteurs étalon (Spectralon) ont permis d'affirmer qu'à ce stade les performances du système sont compatibles avec le cahier des charges.

La partie finale de l'étude a porté sur le test du système et de la méthode en conditions de mesures sur des corps réels. Trois scènes ayant chacune des caractéristiques différentes sont décrites et les résultats obtenus présentés. La première scène réalisée sur des matériaux métalliques oxydés de fortes émissivités voisines et présentant deux niveaux de températures, a permis de vérifier la validité de la méthode et du système pour les matériaux gris et ce dans le respect du cahier des charges. La deuxième scène réalisée sur des matériaux hétérogènes en émissivité et portés à des températures de même niveau démontre la validité de la méthode pour ce cas critique d'application des méthodes de pyrométrie optique.

Enfin la troisième scène qui correspond à une campagne de mesure exploratoire dans un environnement quasi-industriel a permis non seulement de confirmer la validité de la méthode mais aussi l'aptitude des dispositifs à des mesures industrielles. Cette manipulation a également mis en lumière les limitations actuelles du prototype, liés à sa vitesse de résolution et à sa faible adaptation à des scènes très contrastées.

En conclusion nous estimons que les approches successives adoptée au cours de ce travail de thèse ont permis la réalisation d'un thermoréfectomètre prototype bichromatique qui fournit de très bon résultats sur tout type de matériaux opaques, dans la gamme $300 - 1000^{\circ}C$. Il répond donc au cahier des charges initial et permet de plus le suivi en ligne de l'état de surface du matériau visé par la variation du facteur de diffusion.

Perspectives

Le développement de la méthode de thermoréfectométrie est très encourageant et ouvre de nombreuses perspectives pour la mesure de champs de températures sur des scènes complexes et des scènes dynamiques, dont l'état de surface varie. Outre la mesure de la température vraie, d'une certaine façon il permet un contrôle non destructif de l'état de santé du matériau.

Améliorations de la méthode

Au fil de la découverte du manuscrit, le lecteur aura pu constater que la méthode et le prototype actuel présentaient des limitations. Aussi nous présentons ici des pistes pour leur correction ou minimisation.

Double solution

Comme l'a montré la section 2.3, pour les matériaux à faible croissance de l'émissivité en fonction de la longueur d'onde, une double solution peut être présente lors la détermination de la température vraie. Deux approches pour parvenir à l'unicité de la solution peuvent être envisagées :

1. Contraindre davantage le système thermoréfectométrique pour de ce type de matériau. Par exemple, forcer le système à chercher la solution dans l'intervalle $[T_O; T_x]$.
2. **Thermoréfectométrie trichromatique** : introduire une troisième longueur d'onde dans le système, comme dans [Her05]. Parmi les solutions issues des trois couples de longueur d'onde, nous espérons que l'une d'elles sera unique. Cette hypothèse doit être vérifiée au préalable par simulation. Notons toutefois que la vérification de l'hypothèse du corps gris peut tout simplement autoriser l'utilisation de la technique pyrométrique bichromatique classique.

Augmentation de la vitesse

La campagne d'essai du thermoréfectomètre au FE200 (section 5.4), a mis en lumière la faible fréquence de rafraîchissement des images de températures vraies. Son augmentation peut être obtenue par :

1. Le choix d'un système de résolution numérique non linéaire encore plus rapide et plus adapté à notre système bichromatique.
2. La mise en place d'une procédure de correction de non-uniformité (NUC) pour annuler l'enregistrement systématique des images d'obscurité.

Amélioration de la mesure des réflectivités bidirectionnelles

D'après la section 4.5, la mesure des réflectivités bidirectionnelles est juste conforme au cahier des charges de la thermoréfectométrie. Une plus grande précision de sa mesure impliquerait une précision supplémentaire sur la température vraie. Actuellement, la mesure souffre de plusieurs défauts :

1. La source d'éclairement est gaussienne. Les signaux détectés par un pixel et son voisin peuvent être très différents, surtout dans les zones fortement décroissantes de la gaussienne. Cela implique un effort important à apporter pour l'égalité des éclairagements entre la phase d'étalonnage et la phase de mesure. L'utilisation d'une source uniforme collimatée (ou à champs 'plat') rendrait la mesure moins contraignante. En ce sens l'utilisation de systèmes optiques dits 'Beam Shapers', transformant une distribution gaussienne en distribution uniforme, semble séduisante.
2. Les longueurs d'onde laser utilisées sont de l'ordre de grandeur de celle des paramètres de rugosité des matériaux étudiés. Lors de l'utilisation d'une source cohérente de type laser, un phénomène d'interférence à l'échelle de la rugosité, appelé effet Speckle peut intervenir [DEF⁺75]. Il génère un motif granulaire surimposé à l'image pure du spot laser et amplifie les différences de niveaux numériques entre chaque pixel. Des systèmes optiques existent et permettent d'annuler ce phénomène par diffusion du rayonnement, comme le montre [ANS08]. Un tel système augmenterait considérablement la précision de la mesure des réflectivités.
3. Pour les températures élevées et pour les matériaux très émissifs, la puissance optique des lasers est insuffisante. L'augmenter permettrait des mesures à très haute température.
4. Utiliser un laser impulsionnel, et mettre en place une détection synchrone : le rapport signal sur bruit de la mesure s'en trouverait amélioré.

Ouvrir la méthode à d'autres familles de matériaux

Le prototype présenté dans ce manuscrit s'attache à la mesure de température sur des matériaux opaques plans.

1. Pour des matériaux présentant des **formes complexes**, notamment avec des concavités importantes, le rayonnement émis est multi-réfléchi sur l'objet et provoque la surestimation de la température de surface. Combiner la thermoréfectométrie à une mesure de forme 3D permettrait de prendre en compte, par l'utilisation d'un modèle de radiosité, la forme dans l'émission du rayonnement thermique, et, in-fine, de corriger la température.
2. Il serait également intéressant d'ouvrir la méthode aux **matériaux semi-transparents**. Selon l'approche de [SK06], la construction d'un système à plusieurs longueurs d'onde permettrait d'introduire un terme de transmission dans les équations d'équilibre du corps.
3. Une autre perspective serait d'ouvrir la méthode aux **objets de dimensions différentes du centimètre**. Cependant ici nous nous heurtons à deux verrous technologiques : pour les pièces de dimensions importantes, la densité de puissance de la source d'éclairement doit être très élevée pour garantir une mesure précise de la réflectivité. Un système de projection de motifs laser serait plus adapté. Pour des objets de dimensions micrométriques (micro-thermographie), les aberrations chromatiques sont démultipliées et rendent la mesure extrêmement délicate.

Ouvrir la méthode à d'autres gammes thermiques

Le thermoréfectomètre fonctionne actuellement dans le proche infrarouge, pour des températures entre 300° et $1000^{\circ}C$. Pour l'adapter à des températures plus faibles, entre l'ambiante et $100^{\circ}C$, il serait nécessaire de changer la gamme spectrale pour la gamme infrarouge moyen de 8 à $12\mu m$. Cette adaptation impliquerait de fortes divergences par rapport au proche infrarouge :

1. Changement de technologie de détecteur (MCT, QWIP...).
2. Forte sensibilité aux sources parasites externes, l'environnement comporte nombre d'éléments portés à des températures détectables.
3. Interactions longueur d'onde/rugosité différente. Les matériaux seraient davantage 'optiquement lisses' devant la longueur d'onde, la réflexion plus spéculaire et la mesure des réflectivités serait d'autant plus contrainte au niveau directionnel. L'appréhension de cette interaction par des méthodes de simulation du type GOA sera un avantage évident pour prédire ces futures variations.

Enfin le thermoréfectomètre peut constituer un outil précieux pour des mesures différentes de celle de la température. Il peut servir d'appareil de caractérisation secondaire de l'état de surface, par le suivi des réflectivités bidirectionnelles et du facteur de diffusion. Il pourrait être utilisé pour l'étude de matériaux à surface innovantes, de type électro émissivité [DM09], changement d'orientation (cristaux liquides) ou changement de phase.



Principe de la modélisation du facteur de diffusion

La facteur de diffusion correspond à l'intégrale de l'indicatrice de réflexion sur l'hémisphère surplombant le matériau. Il est donc relatif au type de réflecteur, spéculaire ou lambertien, et à l'indice de réfraction du matériaux. Globalement, l'indicatrice de réflexion d'un matériau (ou la *BRDF*) est donc gouvernée par son état de surface et son indice optique complexe.

L'état de surface a une forte influence sur la dispersion du rayonnement lumineux. Pour un rayonnement incident, les rugosités constituent autant de parois où la lumière peut se réfléchir, et donc se disperser spatialement. Les paramètres optiques du matériau vont, quant à eux, impliquer une absorption plus ou moins importante dans le matériau.

Une méthode permettant de simuler la réflexion du rayonnement sur des surfaces rugueuse est la méthode dite GOA (Geometric Optics Approximation), présentée ici, et qui se base sur un tirage de lancers de rayons, disponible en logiciel libre sous Matlab et développé par [BPK07]. Il intègre également les données d'indice de réfraction du matériau. Les entrées de ce système sont donc les paramètres d'état de surface et les indices optiques spectraux du matériau.

Dans cette étude, l'état de surface de chaque matériau de la base de donnée est mesuré expérimentalement. Une mesure de rugosité sur un des matériaux (oxyde d'Erbium) est donné en annexe B. Les données sur les indices optiques des matériaux sont tirés de la littérature et des bases de données existantes. Un schéma synoptique de la procédure de simulation est donné sur la figure A.1.

A.1 Génération d'une surface gaussienne

Le facteur de diffusion correspond à la capacité de la surface considérée à diffuser le rayonnement par réflexion dans l'hémisphère. Microscopiquement, une surface peut être modélisée comme une succession de creux et de bosses de profondeur moyenne R_q et d'écartement moyen R_{sm} . Du point de vue du rayonnement incident, ces rugosités constituent autant de micro-facettes sur lesquelles le rayonnement se réfléchit, et contribue macroscopiquement à la dispersion spatiale du flux. La rugosité de la surface est donc un paramètre primordial dans la modélisation du facteur de diffusion. Cette partie traite de la génération de surfaces rugueuses correspondant aux matériaux de la base de données.

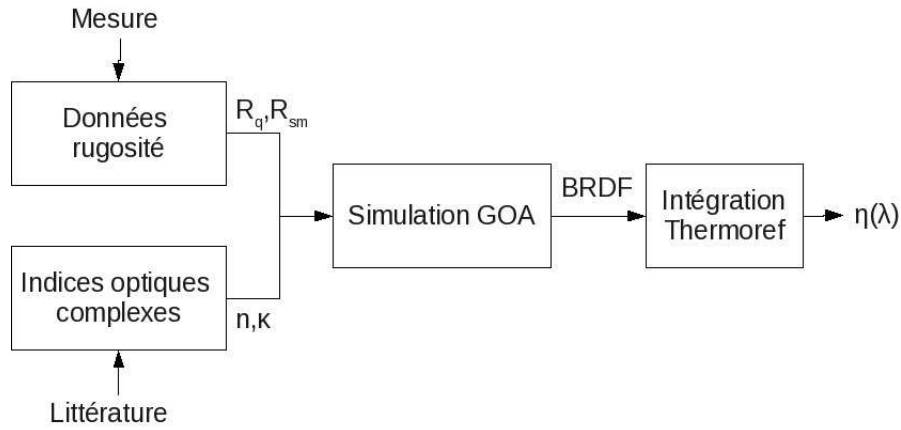


FIG. A.1 – Schéma explicatif de la procédure de simulation de l'indicatrice de réflexion et du calcul du facteur de diffusion.

A.1.1 Mesure de rugosité

La génération de surfaces synthétiques comprend comme entrée les données de rugosité. Les paramètres de rugosité sont mesurés à l'aide d'un microscope confocal à lumière blanche. Les avantages de cet appareil sont sa bonne résolution latérale (environ $0.01\mu m$), ainsi que son utilisation sur tout type de matériaux.

La hauteur maximum du profil de rugosité R_q et l'écart moyen des sillons RS_m sont les deux paramètres retenus pour représenter l'état de surface du matériau. Le paramètre R_q correspond à l'amplitude moyenne entre le creux le plus profond et le pic le plus élevé sur le profil de rugosité. Le paramètre RS_m correspond à l'écart moyen horizontal sur le profil de rugosité. Une surface lisse correspond à un rapport $\frac{R_q}{RS_m} \ll 1$ et une surface rugueuse à un rapport $\frac{R_q}{RS_m} \gg 1$.

Le profil de rugosité est affiché sur la figure A.2 pour le matériau de type oxyde d'Erbium pour un profil d'étude de $4mm$ environ. Les résultats de rugosité pour les matériaux de la base de donnée sont données dans le tableau A.1.

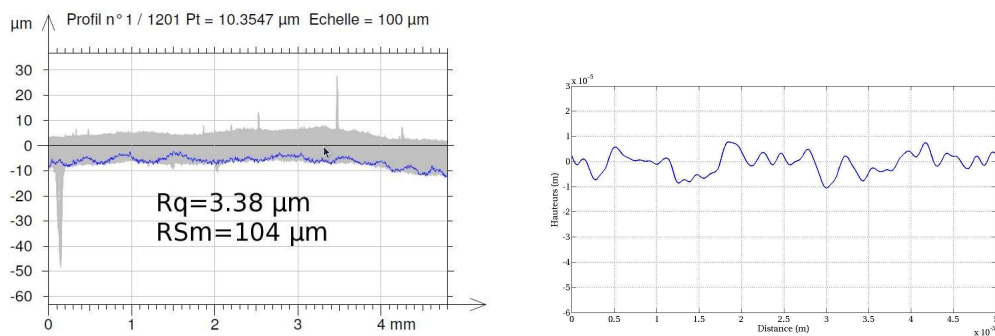


FIG. A.2 – Profil de rugosité réel (gauche) et synthétique (droite) pour l'oxyde d'Erbium.

Les matériaux présentent des données de rugosité variantes. Le tungstène présente la rugosité la plus faible, due à son état de surface quasiment poli. Le tungstène est le seul matériau se rapprochant du cas lisse. Le cuivre oxydé est le matériau le plus rugueux en raison de sa couche d'oxyde formée en face avant. Enfin les céramiques présentent des rugosités assez élevées.

A.1.2 Génération des surfaces

A partir des paramètres de rugosité, une surface gaussienne est générée en une dimension. Les hauteurs des rugosités ainsi que les écartements moyens entre les pics suivent une loi gaussienne calculée selon la méthode du spectre énoncée dans l'article [Tho88].

Le profil de rugosité généré pour l'oxyde d'Erbium est donné sur la figure A.2 et pour les caractéristiques suivantes :

- $R_q = 4\mu m$
- $RS_m = 104\mu m$
- Longueur du profil : $4mm$
- Nombre de points générés : 100000

A.2 Principe de la méthode GOA (geometric optics approximation)

La méthode GOA simule la génération de $BRDF$ pour différentes longueurs d'onde. A partir de ces dernières, le facteur de diffusion est calculé.

A.2.1 Génération de $BRDF$

Pour les matériaux Alumine et oxyde de Dysprosium à la longueur d'onde $1.55\mu m$, les $BRDF$ dans le plan d'incidence sont présentées sur la figure A.3.

L'Alumine présente une rugosité élevée, et par conséquent le flux réfléchi est fortement dis-

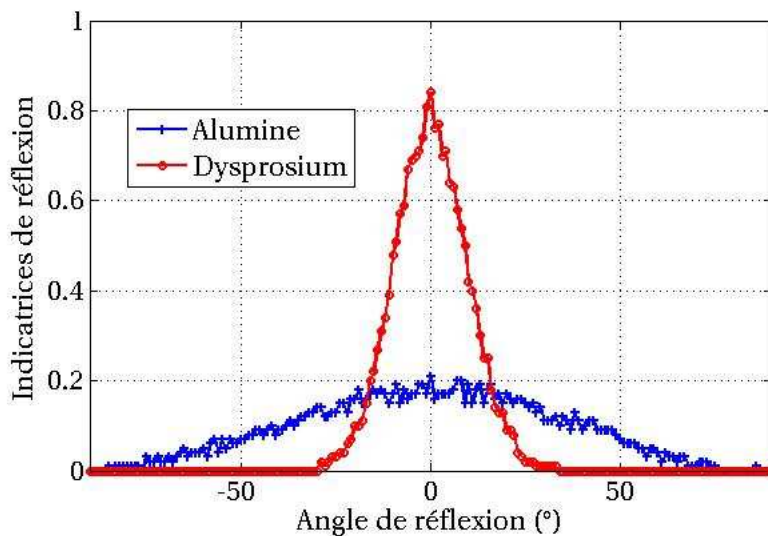


FIG. A.3 – Calcul de la $BRDF$ par la méthode GOA.

persé dans l'hémisphère, contrairement à l'oxyde de Dysprosium qui possède une rugosité plus faible, donc une réflexion plus spéculaire. La méthode GOA permet donc, en première approche, de mettre en évidence l'influence de la rugosité et de la longueur d'onde sur l'indicatrice de réflexion.

A.2.2 Calcul du facteur de diffusion

Les $BRDF$ générées avec une direction d'incidence normale présentent une symétrie orthotrope. Il est donc possible de normaliser la fonction $BRDF$ par son maximum, et d'intégrer

ces valeurs d'indicatrice de réflexion sur l'hémisphère et ainsi d'en déduire le facteur de diffusion, comme l'indique l'équation (1.30).

Matériaux	Cuivre oxydé	Tungstène	Alumine	Inconel	Erbium	Dysprosium
$R_z(\mu m)$	8.75	4.91	27.48	16.88	3.38	4.68
$RS_m(\mu m)$	176	130	152	73	104	84
Source	SOPRA Db	SOPRA Db	SOPRA Db	[GCJ73]	[ZFL10]	SOPRA Db
$\lambda_1(\mu m)$	1.064	1.064	1.064	1.087	0.500	1.064
n_1	2.593	3.014	1.754	2.42	1.66	1.9459
k_1	$3.550 \cdot 10^{-2}$	3.771	0	5.37	7.10^{-3}	0
$\eta_1(sr)$	0.129	0.071	1.406	1.883	0.0705	0.154
$\lambda_2(\mu m)$	1.550	1.550	1.550	1.613	1	1.550
n_2	2.569	2.22	1.748	2.94	1.64	1.9391
k_2	$1.124 \cdot 10^{-2}$	4.85	0	6.87	$6.7 \cdot 10^{-3}$	0
$\eta_2(sr)$	0.129	0.068	1.295	1.702	0.0738	0.157
$\frac{\eta_1 - \eta_2}{\eta_1}(\%)$	0.30	4.30	7.89	9.61	4.68	1.95

TAB. A.1 – Résultats du calcul des facteurs de diffusion.

Les facteurs de diffusion varient faiblement dans le domaine proche infrarouge pour tous les matériaux de la base de donnée. La variation la plus importante est obtenue pour le matériau Inconel avec une variation de presque 10% entre les deux longueurs d'onde extrêmes du proche infrarouge. Cette conclusion s'oppose à la variation expérimentale du facteur de diffusion, présentée au chapitre 1, prouvant que certains paramètres de la simulation ne sont pas totalement maîtrisés. Elle permet tout de même en première approche d'avoir un ordre d'idée de la variation du facteur de diffusion pour des longueurs d'onde données, car l'ordre de grandeur des variations est proche de celui mesuré.

L'indice de réfraction varie généralement de façon monotone dans l'infrarouge proche. La simulation précédente est réalisée sur des longueurs d'onde extrêmes du proche infrarouge. Nous pouvons supposer que si les longueurs d'onde sont choisies plus proches, l'indice de réfraction varierait moins, et l'erreur sur la température vraie serait minimisée.

B

Mesures de rugosité sur un échantillon d'oxyde d'Erbium pur

L'objectif de cette annexe est de présenter la procédure de mesure de rugosité appliquée aux matériaux de la base de données, qui ont constitué les grandeurs d'entrée de la méthode GOA. L'intérêt principal est d'établir la relation entre la rugosité du matériau et ses propriétés radiatives en réflexion, et particulièrement pour le calcul de la BRDF. Les mesures de rugosité sont réalisées par un microscope confocal à lumière blanche. Son principe se base sur la diffraction d'une lumière blanche induite par une lentille fonctionnant comme un prisme. La lumière diffractée est projetée sur la surface étudiée, et se réfléchit vers un détecteur optique. Le phénomène de diffraction a pour effet que chaque longueur d'onde est séparée dans l'espace, et seule une longueur d'onde précise vient frapper la surface au point de focalisation. Par spectrométrie et après calibrage du système, cette longueur d'onde est déterminée et fournit la valeur de la rugosité.

B.1 Mise en évidence de l'interaction rugosité/BRDF

Le lien entre la rugosité et le phénomène de réflexion peut être mis en évidence visuellement en regardant l'échantillon présenté sur la figure B.1 à l'œil nu et en lumière blanche.

Nous remarquons une brillance plus importante sur la partie centrale, par rapport aux bords



FIG. B.1 – Echantillon d'Oxyde d'Erbium fritté.

de l'échantillon. Or nous savons que cet échantillon a subi un chauffage intense par laser en son centre. Nous pouvons donc supposer que dans cette zone, le laser a augmenté le frittage de l'échantillon, et que sa rugosité a dû partiellement diminuer. Il en résulte un aspect plus spéculaire pour la partie ayant subi le chauffage laser.

Les mesures de la rugosité sur les deux zones alliées à une simulation GOA permettent de mettre en évidence ce phénomène.

B.2 Mesure de la rugosité

La procédure de mesure de la rugosité est présentée dans cette partie.

1. Redressement de la surface

Le première étape de la mesure est le redressement de la surface. A l'échelle de l'échantillon, si la surface est inclinée par rapport à l'horizontale, cet angle est compensé afin d'obtenir une surface plane sur laquelle le calcul des paramètres de rugosité est possible. La surface redressée est donnée figure B.2 pour l'oxyde d'Erbium, sur une zone à cheval entre la zone centrale (en bas) et la zone dite "bords".

Nous distinguons clairement la partie centrale ayant été modifiée par le laser, et la

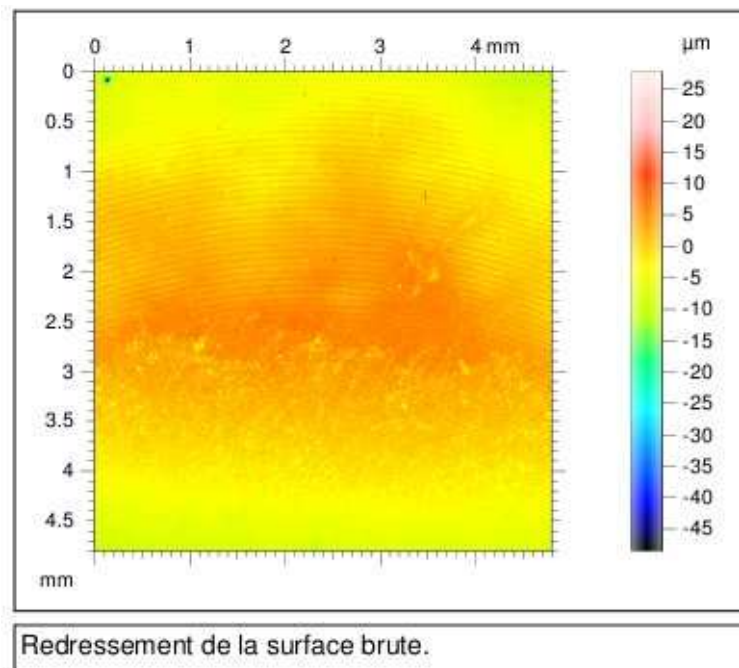


FIG. B.2 – Surface redressée de l'échantillon d'Erbium

partie "bords" qui montre encore des motifs relatifs à son élaboration (stries relatives à une élaboration par rotation).

2. Partie "bords" de l'échantillon

Créons une zone d'intérêt sur la partie "bords", qui est affichée figure B.4.

La rugosité semble aléatoirement distribuée sur la surface et s'étend sur la gamme $[10 - 20\mu m]$.

3. Partie centrale de l'échantillon

Créons une zone d'intérêt sur la partie "centre", qui est affichée figure B.3.

Le motif n'est ici pas aléatoire, il est relatif à son procédé de mise en forme, sûrement par tournage. Les stries semblent avoir une profondeur comprise entre 0 et $5\mu m$. Remarquons que le redressement de la surface n'a pas été complet.

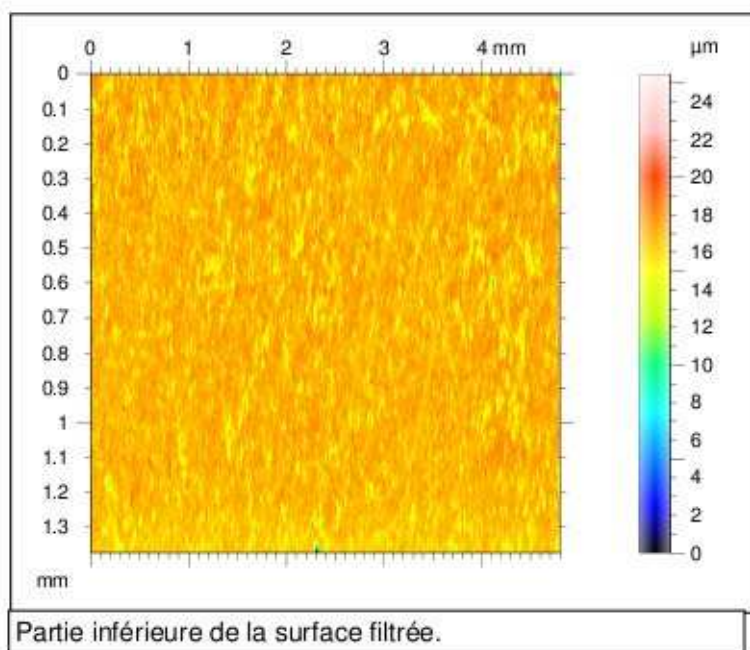


FIG. B.3 – Aspect de la surface de l'échantillon de l'oxyde d'Erbium, partie "centre"

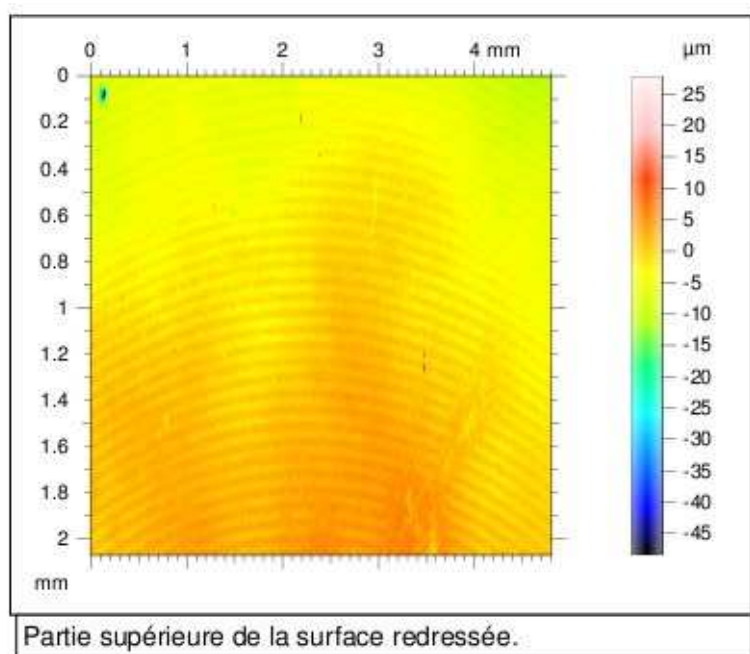


FIG. B.4 – Aspect de la surface de l'échantillon de l'oxyde d'Erbium, partie "bords"

4. Calcul des paramètres de rugosité

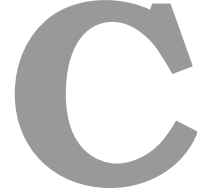
Les paramètres de rugosité sont résumés dans le tableau B.1, qui regroupe les paramètres 2D (selon un profil) et 3D (avec des calculs statistiques sur la surface entière).

(Rappel de paramètres de rugosité : R_a : Moyenne arithmétique des rugosités ; R_q : Moyenne quadratique des rugosités ; R_z : Hauteur maximum du profil de rugosité ; R_t : Hauteur totale du profil de rugosité ; R_{sk} : Facteur d'asymétrie du profil (négatif $\rightarrow$ plateau) ; S : paramètres surfaciques)

	zone "Bords"	Zone centrale
Paramètres 2D (μm)		
R_a	0.449	0.482
R_q	0.568	0.627
R_z	2.450	3.379
R_t	4.960	4.920
R_{sk}	0.781	-1.173
R_{sm}	0.104	0.077
Paramètres 3D (μm)		
S_a	2.811	2.377
S_q	3.409	2.806
S_z	47.53	17.94
S_t	76.24	34.22
S_{zt}	-0.339	-0.140
S_{tr}	0.179	0.100

TAB. B.1 – Résultats de rugosité pour l'échantillon d'oxyde d'Erbium

Nous remarquons que les différences de rugosité principales entre les deux zones sont dues à l'écartement de pics plutôt qu'à des différences de hauteur de pic. Le chauffage laser a donc "gommé" les stries de mise en forme, mais la hauteur de pic n'a pas été modifiée. Ces différences, implémentées au modèle de simulation de BRDF GOA, permettraient de mettre en évidence une différence dans le phénomène de réflexion de la lumière.



Étude de la résolution du système thermoréfectométrique

Dans cette annexe, nous adoptons une notation simplifiée pour les grandeurs utilisées afin de ne pas alourdir les calculs. Ainsi $T_L^{\vec{r}}(\lambda_1, T) = T_{L1}$; $T_L^{\vec{r}}(\lambda_2, T) = T_{L2}$; $\rho^{\vec{i}, \vec{r}}(\lambda_1, T) = \rho_1$; $\rho^{\vec{i}, \vec{r}}(\lambda_2, T) = \rho_2$; $\eta^{\vec{r}, \vec{i}} = \eta$.

C.1 Écriture de la fonction coût

Rappelons l'expression du système réflectométrique avec les notations définies ci-dessus :

$$\begin{aligned} L_0(\lambda_1, T_{L1}) &= (1 - \rho_1 \eta) L_0(\lambda_1, T) \\ L_0(\lambda_2, T_{L2}) &= (1 - \rho_2 \eta) L_0(\lambda_2, T) \end{aligned}$$

Isolons η dans l'équation à la seconde longueur d'onde :

$$\eta = \frac{1}{\rho_2} \left(1 - \frac{L_0(\lambda_2, T_{L2})}{L_0(\lambda_2, T)} \right)$$

Réinjectons cette valeur dans l'équation à la première longueur d'onde :

$$\begin{aligned} L_0(\lambda_1, T_{L1}) &= \left(1 - \frac{\rho_1}{\rho_2} \left(1 - \frac{L_0(\lambda_2, T_{L2})}{L_0(\lambda_2, T)} \right) \right) L_0(\lambda_1, T) \\ 1 - \frac{L_0(\lambda_1, T_{L1})}{L_0(\lambda_1, T)} &= \frac{\rho_1}{\rho_2} \left(1 - \frac{L_0(\lambda_2, T_{L2})}{L_0(\lambda_2, T)} \right) \end{aligned}$$

En exprimant les luminances selon la loi de Wien, nous obtenons :

$$\exp \left(\frac{-C_2}{\lambda_2} \left(\frac{1}{T_{L2}} - \frac{1}{T} \right) \right) + \frac{\rho_2}{\rho_1} \left(1 - \exp \left(\frac{-C_2}{\lambda_1} \left(\frac{1}{T_{L1}} - \frac{1}{T} \right) \right) \right) - 1 = 0$$
$$f(T) = 0$$

La fonction coût $f(T)$ est obtenue. Elle fait intervenir toutes les mesures de la méthode de thermoréfectométrie (températures de luminance et réflectivités bidirectionnelles à deux longueurs d'onde) et la variable à déterminer température vraie T . Cette fonction non linéaire est résolue par des méthodes numériques de minimisation afin de déterminer les zéros de la fonction.

C.2 Étude des variations de la fonction coût

Afin d'évaluer les variations de la fonction coût, calculons sa dérivée en fonction de la température :

$$\begin{aligned} f'(T) &= \frac{-C_2}{T^2} g(T) \\ \text{avec} \\ g(T) &= \frac{1}{\lambda_2} \exp\left(\frac{-C_2}{\lambda_2} \left(\frac{1}{T_{L2}} - \frac{1}{T}\right)\right) - \frac{1}{\lambda_1} \frac{\rho_2}{\rho_1} \exp\left(\frac{-C_2}{\lambda_1} \left(\frac{1}{T_{L1}} - \frac{1}{T}\right)\right) \end{aligned}$$

Calculons les points d'inflexion de la fonction :

$$g(T_x) = 0 \quad (\text{C.1})$$

$$\frac{-C_2}{\lambda_2} \left(\frac{1}{T_{L2}} - \frac{1}{T_x}\right) + \frac{C_2}{\lambda_1} \left(\frac{1}{T_{L1}} - \frac{1}{T_x}\right) = \ln \frac{\rho_2 \lambda_2}{\rho_1 \lambda_1} \quad (\text{C.2})$$

$$T_x = \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\frac{\lambda_1 \lambda_2}{c_2} \ln \frac{\rho_2 \lambda_2}{\rho_1 \lambda_1} + \frac{\lambda_1}{T_{L2}} - \frac{\lambda_2}{T_{L1}}} \quad (\text{C.3})$$

L'étude de la fonction $g(T)$ montre que la fonction est négative pour des valeurs faibles de température et positive pour des valeurs fortes de température. Par conséquent, la fonction $f(T)$ est croissante jusqu'à la température T_x , puis décroissante. De plus, il a été démontré que la température T_x était toujours positive.

Une première solution existe donc avant T_x , où la fonction croise l'axe des abscisses, et une seconde solution peut exister si $f(\infty)$ est négative, alors la fonction passe de nouveau par zéro. Par conséquent l'étude de la limite en l'infini de la fonction $f(T)$ nous permet de déterminer le nombre de solution.

$$f(\infty) = \exp\left(\frac{-C_2}{\lambda_2 T_{L2}}\right) + \frac{\rho_2}{\rho_1} \left(1 - \exp\left(\frac{-C_2}{\lambda_1 T_{L1}}\right)\right) - 1 \quad (\text{C.4})$$

L'étude de cette fonction permet d'affirmer que $f(\infty)$ est négative si et seulement si la variation de l'émissivité est croissante avec la longueur d'onde. Pour la base de données considérée, les matériaux Oxyde d'Erbium et Alumine sont concernés. Nous verrons dans la partie suivante que cette condition de croissance de l'émissivité n'est pas suffisante pour induire une double solution dans la gamme thermique considérée.

C.3 Cas générant une double solution en thermoréfectométrie

La condition générant une double solution s'obtient quand $f(T\infty)$ est négative, c'est-à-dire pour une croissance spectrale de l'émissivité. Dans ce cas, la double solution apparaît quand la variation d'émissivité n'est pas suffisante pour compenser la variation en longueur d'onde, c'est-à-dire quand l'émissivité et la température de luminance varient en sens inverse.

$$\left\{ \begin{array}{l} \varepsilon_1 < \varepsilon_2 \\ (\rho_1 > \rho_2) \\ T_{L1} > T_{L2} \Leftrightarrow \frac{1}{T_{L1}} < \frac{1}{T_{L2}} \end{array} \right. \quad (\text{C.5})$$

La différence des inverses des températures de luminance aux deux longueurs d'onde s'écrit, selon la loi de Wien, comme une fonction de l'émissivité et de la longueur d'onde :

$$\frac{1}{T_{L2}} - \frac{1}{T_{L1}} = \frac{\lambda_1}{C_2} \ln \varepsilon_1 - \frac{\lambda_2}{C_2} \ln \varepsilon_2 > 0 \quad (\text{C.6})$$

La condition (C.5) sur la décroissance de la température de luminance équivaut à la condition (C.7) sur la variation spectrale de l'émissivité :

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2} < \frac{\ln \varepsilon_2}{\ln \varepsilon_1} \quad (\text{C.7})$$

Cette condition est valide pour les matériaux présentant une croissance douce de l'émissivité avec la longueur d'onde.

A.N. : Pour l'Alumine, aux longueurs d'onde $1.064\mu m$ et $1.55\mu m$, avec $\varepsilon_2 = 0.4$ et $\varepsilon_1 = 0.5$, $\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = 0.686$ et $\frac{\ln \varepsilon_2}{\ln \varepsilon_1} = 0.76$. La condition (C.7) est satisfaite, ce matériau peut présenter deux solutions.

Pour l'Oxyde d'Erbium, aux longueurs d'onde $1.064\mu m$ et $1.55\mu m$, avec $\varepsilon_2 = 0.15$ et $\varepsilon_1 = 0.85$, $\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = 0.686$ et $\frac{\ln \varepsilon_2}{\ln \varepsilon_1} = 0.086$. La condition (C.7) n'est pas satisfaite, ce matériau présente une solution unique dans la gamme thermique considérée.



Descriptif des méthodes de minimisation de problèmes non linéaires

Dans cette annexe, nous donnons des éléments de description des fonctions de résolution numériques comparées pour la méthode de thermoréfectométrie. La description détaillée des résultats n'est pas présentée afin de ne pas alourdir le manuscrit.

D.1 Problématique

On cherche dans ce cas à résoudre le problème (D.1) où la fonction f est non linéaire.

$$\min_{x \in \mathbb{R}^n} f(x) \quad (\text{D.1})$$

Les méthodes de second ordre utilisent outre les informations sur le gradient de f , les informations fournies par les dérivées secondes ou leurs approximations. Pour notre application, f est deux fois continument différentiable et le gradient $\nabla f(x)$ et la Hessienne $\nabla^2 f(x)$ de f sont directement calculables.

Conditions nécessaires d'optimalité

Si f est une fonction deux fois continument différentiable de $\mathbb{R}^n$, une condition nécessaire pour que x^* soit un minimum **local** de f est :

$$\nabla f(x^*) = 0 \quad \text{et} \quad \nabla^2 f(x^*) \succeq 0.$$

En particulier si $\nabla f(x^*) = 0$ on dit que x^* est un point stationnaire.

Conditions suffisantes d'optimalité

Si f est une fonction deux fois continument différentiable de $\mathbb{R}^n$, une condition suffisante pour que x^* soit un minimum **local** de f est :

$$\nabla f(x^*) = 0 \quad \text{et} \quad \nabla^2 f(x^*) \succ 0.$$

D.2 Comparaison des méthodes envisagées

Les méthodes de résolution de problèmes non linéaires disponibles dans la Toolbox Optimization de Matlab sont présentées dans ce sous-chapitre.

FMINCON

FMinCon est une fonction permettant de déterminer le minimum de fonctions multivariées non linéaires contraintes. Nous avons paramétré la fonction FMinCon de façon à ce qu'elle fonctionne avec l'algorithme 'Trust region Reflective algorithm'. Cet algorithme calcule une approximation de la Hessienne par méthode des différences finies.

FMINUNC

FMinUnc est une fonction permettant de déterminer le minimum de fonctions multivariées non linéaires non contraintes. Nous avons paramétré la fonction FMinUnc de façon à ce qu'elle fonctionne avec l'algorithme 'Large Scale algorithm'. Cet algorithme est basé sur la méthode de "interior-reflective Newton". A chaque itération, une approximation de la solution d'un système linéaire est déterminée à partir de la méthode des gradients conjugués préconditionnés.

FSOLVE

FSolve est un outil général permettant la résolution d'équations non linéaires. Elle est paramétrée dans notre cas pour utiliser l'algorithme "trust-region dogleg", lui-même s'inspirant des méthodes classiques de moindres carrés (Gauss-Newton, Levenberg-Marquardt).

FMINSEARCH

FMinSearch est une méthode sans dérivées permettant de déterminer le minimum de fonctions multivariées non linéaires non contraintes. Elle utilise la méthode dite "Simplex" de recherche directe de la solution.

FMINBND

La fonction FMinBnd recherche le minimum d'une fonction monovariée sur un intervalle fixe. Cet algorithme est basée sur les algorithmes de recherche de la section dorée et d'interpolation parabolique.

BFGS (Broyden, Fletcher, Goldfarb, Shanno)

Pour cet algorithme, la hessienne est remplacée et mise à jour par une fonction connue et déterministe.

Dans le cadre de notre application, nous avons choisi d'utiliser l'algorithme BFGS disponible dans le package HANSO (<http://www.cs.nyu.edu/overton/software/hanso/>). Outre l'avantage de disposer des plus récents développements mathématique, il est possible dans cet algorithme de limiter le temps de calcul du solveur, permettant ainsi de nous rapprocher d'une application de type temps réel.



Calcul de l'erreur totale

Partons de l'expression de la fonction coût résolue où l'on sépare les dépendances aux deux longueurs d'onde :

$$\exp\left(\frac{-C_2}{\lambda_1}\left(\frac{1}{T_{L1}} - \frac{1}{T}\right)\right) - 1 = \frac{\rho_1}{\rho_2}\left(\exp\left(\frac{-C_2}{\lambda_2}\left(\frac{1}{T_{L2}} - \frac{1}{T}\right)\right) - 1\right)$$

Posons :

$$\begin{aligned} A &= \exp\left(\frac{-C_2}{\lambda_1}\left(\frac{1}{T_{L1}} - \frac{1}{T}\right)\right) - 1 \\ \text{et } B &= \frac{\rho_1}{\rho_2}\left(\exp\left(\frac{-C_2}{\lambda_2}\left(\frac{1}{T_{L2}} - \frac{1}{T}\right)\right) - 1\right) \end{aligned}$$

L'erreur totale est la somme des erreurs partielles :

$$\begin{aligned} dA &= \frac{\partial A}{\partial T_{L1}} dT_{L1} + \frac{\partial A}{\partial T} dT \\ \text{et } dB &= \frac{\partial B}{\partial T_{L2}} dT_{L2} + \frac{\partial B}{\partial \rho_1} d\rho_1 + \frac{\partial B}{\partial \rho_2} d\rho_2 + \frac{\partial B}{\partial T} dT \end{aligned}$$

Le calcul des dérivées partielles donne :

$$\begin{aligned} \frac{\partial A}{\partial T_{L1}} &= \frac{C_2}{\lambda_1 T_{L1}^2} \exp\left(\frac{-C_2}{\lambda_1}\left(\frac{1}{T_{L1}} - \frac{1}{T}\right)\right) \\ \frac{\partial A}{\partial T} &= \frac{-C_2}{\lambda_1 T^2} \exp\left(\frac{-C_2}{\lambda_1}\left(\frac{1}{T_{L1}} - \frac{1}{T}\right)\right) \\ \frac{\partial B}{\partial \rho_1} &= \frac{1}{\rho_2} \left(\exp\left(\frac{-C_2}{\lambda_2}\left(\frac{1}{T_{L2}} - \frac{1}{T}\right)\right) - 1\right) \\ \frac{\partial B}{\partial \rho_2} &= \frac{\rho_1}{\rho_2^2} \left(\exp\left(\frac{-C_2}{\lambda_2}\left(\frac{1}{T_{L2}} - \frac{1}{T}\right)\right) - 1\right) \\ \frac{\partial B}{\partial T_{L2}} &= \frac{\rho_1}{\rho_2} \frac{C_2}{\lambda_2 T_{L2}^2} \exp\left(\frac{-C_2}{\lambda_2}\left(\frac{1}{T_{L2}} - \frac{1}{T}\right)\right) \\ \frac{\partial B}{\partial T} &= \frac{-\rho_1}{\rho_2} \frac{C_2}{\lambda_2 T^2} \exp\left(\frac{-C_2}{\lambda_2}\left(\frac{1}{T_{L2}} - \frac{1}{T}\right)\right) \end{aligned}$$

En recombinaut toutes les dérivées partielles et en posant :

$$y_1 = \exp \left(\frac{-C_2}{\lambda_1} \left(\frac{1}{T_{L1}} - \frac{1}{T} \right) \right)$$

$$y_2 = \exp \left(\frac{-C_2}{\lambda_2} \left(\frac{1}{T_{L2}} - \frac{1}{T} \right) \right)$$

Nous obtenons l'expression de l'erreur totale :

$$\frac{\Delta T}{T^2} = \frac{\frac{y_2}{\lambda_2} \frac{\Delta T_{L2}}{T_{L2}^2} - \frac{\rho_2}{\rho_1} \frac{y_1}{\lambda_1} \frac{\Delta T_{L1}}{T_{L1}^2} + \left(\frac{\Delta \rho_1}{\rho_1} + \frac{\Delta \rho_2}{\rho_2} \right) \left(\frac{y_2 - 1}{C_2} \right)}{\frac{y_2}{\lambda_2} - \frac{\rho_2}{\rho_1} \frac{y_1}{\lambda_1}}$$

Cette expression fait intervenir les incertitudes sur chaque grandeur de mesure de la thermoréfectométrie. Elle est calculée à partir de l'égalisation des équation radiométriques aux deux longueurs d'onde. Elle prend donc en compte, indirectement et par les coefficients apparaissant dans l'expression de l'erreur, l'erreur sur le conditionnement du système et le non respect de l'hypothèse.

Les incertitudes sur les mesures ont été évaluées dans le chapitre 4, qui prennent en compte globalement les erreurs dues aux imprécisions des signaux caméra, des étalons thermiques et réflectométriques utilisés, et des modèles reliant les signaux aux mesures.



Evaluation de la température de surface à partir des propriétés thermiques du matériau

Lorsque l'échantillon n'est pas instrumentable, la température de référence peut être approchée par l'évaluation des gradient thermiques au sein de l'échantillon. La loi de Fourier peut donc être résolue, en régime permanent et en une dimension, afin de déterminer la température de surface estimée de l'échantillon.

Le chauffage de l'échantillon est assuré par plaquage de ce dernier sur une plaque chauffante en Inconel, chauffée par effet Joule. La température T_{reg} est entrée par l'utilisateur, et est régulée au niveau de la face arrière de la plaque chauffante par deux thermocouples de régulation. Cette température est donc accessible.

La plaque chauffante a une émissivité assez élevée en surface, les pertes par rayonnement et convection sont importantes pour les températures élevées. Un gradient thermique existe donc au sein de la plaque chauffante, représenté figure F.1.

Le contact entre la plaque chauffante et l'échantillon n'étant pas parfait, une résistance thermique de contact est présente. Elle sera relative à la qualité du contact, assuré par des brides biseautées en Acier situées de part et d'autres de l'échantillon afin de plaquer ce dernier contre le moyen de chauffage. La température en face avant de la plaque chauffante est donc différente de la température face arrière de l'échantillon.

Enfin, il existe un gradient thermique au sein de l'échantillon qui peut induire une température face avant de l'échantillon T différente de la température face arrière.

La plaque chauffante a été caractérisée dans la partie 5.1.4, sa température en face avant est donc disponible pour différentes températures de régulation, et peut être utilisée pour simuler la température de surface de l'échantillon.

F.1 Ecriture de la loi de Fourier en régime permanent

La température de surface de l'échantillon peut être estimée par la résolution de la loi de Fourier entre la plaque chauffante et la surface de l'échantillon. Le flux thermique généré par la plaque chauffante se divise en trois types de pertes : les pertes par convection sur la surface de l'échantillon, ce dernier ayant sa face avant exposée à l'air, les pertes par rayonnement, et les pertes par conduction, incluant la résistance thermique due au mauvais contact mécanique entre la plaque et l'échantillon.

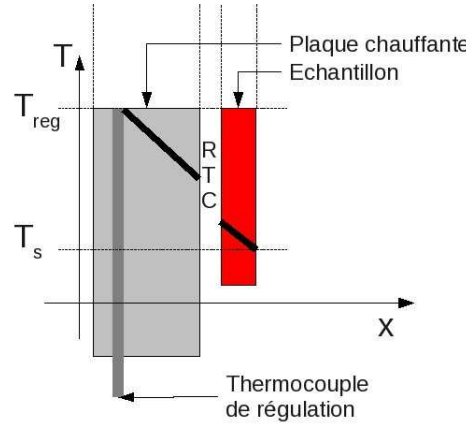


FIG. F.1 – Représentation des gradients thermiques sur la plaque chauffante en Inconel.

La loi de Fourier sera résolue en une dimension, pour un point au centre de l'échantillon, lui-même situé au centre de la galette chauffante. La température peut être déterminée en établissant la continuité de la densité de flux thermique, pour une énergie incidente q_{th} générée par le moyen de chauffage. Cette énergie est égale à deux contributions (ou pertes) : les pertes radiatives q_{ray} et convectives q_{conv} .

$$q_{th} = q_{conv} + q_{ray} \quad (F.1)$$

Chaque contribution est évaluée dans la partie suivante.

Flux thermique

Le flux thermique atteignant la surface de l'échantillon peut être décomposé en trois éléments selon la mise en série des résistances thermiques : une température imposée en face avant de la plaque chauffante T_x ; une résistance thermique RTC entre la plaque et l'échantillon due au contact mécanique imparfait ; une épaisseur d'échantillon d'épaisseur e_y et de conductivité λ_y amenant une température de surface T .

$$q_{th} = \left(\frac{\lambda_y}{e_y} + \frac{1}{RTC} \right) \cdot (T_x - T) \quad (F.2)$$

Les conductivités thermiques des échantillons seront relevées dans la littérature, et dans le cas contraire, seront mesurées par la méthode du Hot Disk, décrite dans [Gus91]. Cette méthode permet d'évaluer la valeur de la conductivité thermique et de la diffusivité thermique pour des échantillons épais par mesure de la réponse résistive de l'échantillon à une excitation thermique.

La résistance thermique de contact RTC est évaluée en disposant un échantillon de conductivité thermique équivalente à la plaque chauffante λ_x , donc de même matériau Inconel, plaqué contre la galette. L'échantillon est un pavé de dimensions $50 * 30 * 5mm$ et est instrumenté pour obtenir les valeurs de la température de surface T . La loi de Fourier équation F.1 est résolue dans cette configuration et permet de retrouver la valeur de la RTC . La valeur de la RTC pour ce matériau et avec cette pression exercée est de $3.233 \text{ mK.m}^2.\text{W}^{-1}$. Cette valeur n'est bien sûr valable que pour ce type d'appui, pour un matériau dont la rugosité est différente, elle différera notablement. Nous garderons cependant cette valeur comme première approximation.

Pertes par rayonnement

Les pertes par rayonnement seront calculées selon la loi de Stefan donnée équation F.3,

F.2. Application : calcul du gradient en surface du double échantillon à base de Zircone dopé avec des oxydes de terre rares

incluant l'émissivité totale ε_t calculée sur tout le spectre. Il est donc nécessaire d'intégrer le spectre d'émissivité sur tout le spectre infrarouge afin de pouvoir évaluer correctement les pertes par rayonnement. Ce spectre sera mesuré par un spectromètre à transformée de Fourier équipé d'une sphère intégrante et d'un détecteur DLaTGS permettant des mesures dans la gamme $[2; 25]\mu m$.

$$q_{ray} = \varepsilon_t \sigma (T^4 - T_{amb}^4) \quad (F.3)$$

$$\text{avec } \varepsilon_t = \frac{\int_0^\infty \varepsilon(\lambda, T) \cdot L_0(\lambda, T) d\lambda}{\int_0^\infty L_0(\lambda, T) d\lambda} \quad (F.4)$$

$$\text{et } \sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} (W.m^{-2}.K^{-4})$$

Pertes par convection

Les pertes par convection seront évaluées, dans le cas d'une surface plane autour de $700^\circ C$, disposée verticalement, exposée à l'air ambiant. Son expression est donnée équation F.5, et fait intervenir le coefficient de convection h , dont l'expression expérimentale adoptée est tirée de la référence [Kot].

$$q_{conv} = h \cdot (T - T_{amb}) \quad (F.5)$$

$$\text{avec } h = 1.31 \cdot (T - T_{amb})^{\frac{1}{3}} \text{ en } (W.m^{-2}.K^{-1})$$

Cette expression du coefficient de convection est une approximation forte, dans notre cas, où la géométrie de la plaque verticale est assez complexe et où les température en présence sont différentes le long de la plaque. Elle sera néanmoins acceptée en première approche.

En conclusion, l'inconnue à déterminer est la température de surface T pour une température de consigne T_x . La loi de Fourier est réécrite équation F.6. Comme elle fait intervenir des variables T à des degrés différents et non-entiers, elle sera résolue par la méthode de minimisation FSolve, sur Matlab.

$$(T_x - T) \left(\frac{\lambda_y}{e_y} + \frac{1}{RTC} \right) = \varepsilon_t \sigma (T^4 - T_{amb}^4) + h(T - T_{amb}) \quad (F.6)$$

F.2 Application : calcul du gradient en surface du double échantillon à base de Zircone dopé avec des oxydes de terre rares

F.2.1 Objectifs

Dans ce paragraphe, nous tentons de déterminer quel est l'impact d'une différence de conductivité thermique sur la température de surface de l'échantillon d'oxyde d'Erbium et d'oxyde de Dysprosium, si la température en face arrière est uniformément imposée.

Hypothèses

- Les pertes convectives sont supposées identiques pour les deux parties de l'échantillon.
- La résistance de contact entre la galette et l'échantillon est la même pour les deux parties de l'échantillon. En effet, la mesure de rugosité sur cet échantillon a révélé une rugosité très homogène (cf. annexe G), nous supposons donc que le contact mécanique est le même pour les deux zones de l'échantillon.

F.2.2 Estimation de la température de surface

Valeur de la RTC La résolution de la loi de Fourier (équation F.6), pour cet échantillon est réalisé à partir de la valeur de la RTC déterminée par étalonnage.

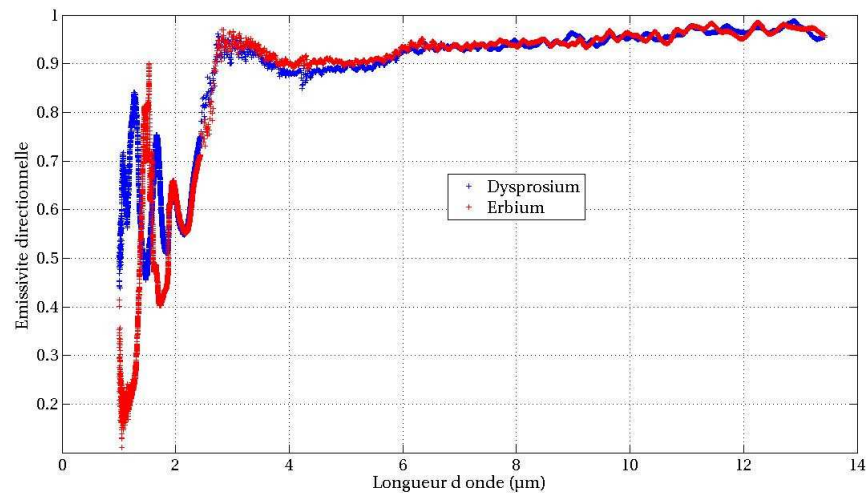


FIG. F.2 – Emissivité directionnelle des zones Erbium et Dysprosium

Pertes émissives

Les pertes émissives seront évaluées à partir de la mesure de l'émissivité totale. Pour ce calcul, la mesure des émissivité spectrales est nécessaire, et le spectre est présenté F.2.

Les deux zones de l'échantillon présentent des variations spectrales d'émissivité similaires dans l'infrarouge moyen. A des températures comprises entre 500°C et 1000°C , ce sont ces dernières qui conditionnent l'importance de la perte par émission. En conclusion, dans l'infrarouge moyen, c'est la Zircone qui impose son comportement émissif et les deux zones ont donc globalement la même émissivité totale. La valeur de l'émissivité totale pour une température de 700°C est de 0.88.

Pertes par conduction

Les valeurs de conductivité thermiques sont mesurées par la méthode du Hot Disk et fournissent des valeurs de $0.96 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ pour le côté Erbium et $0.73 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ pour le côté Dysprosium. Ces mesures ont été réalisées au centre RAPSODEE-CNRS, de l'Ecole des Mines d'Albi. Les deux zones de l'échantillon présentent donc des conductivités différentes, du fait de la nature du dopant.

Résolution de la loi de Fourier en régime permanent

La résolution de la loi de Fourier est menée pour une température de régulation de 850°C , donc pour une température de surface de la plaque de 830°C , et avec les paramètres thermo-optiques déterminées dans la partie précédente. La température de surface estimée pour la zone Erbium est de 603°C , et pour la zone Dysprosium de 586°C . Ces valeurs sont très faibles comparées à la température de surface réelle respectivement de 688°C et de 607°C , phénomène dû à la mauvaise connaissance de la résistance de contact et des pertes convectives. Cependant le résultat important est la différence obtenue entre les deux zones dopées différemment. L'écart retrouvé en simulation de 17°C est très proche de l'écart expérimental retrouvé de 21°C .

La zone Erbium étant plus conductrice que la zone Dysprosium, c'est elle qui présente le gradient thermique le plus faible. La variation de conductivité thermique entre les deux zones de l'échantillon peut donc induire une différence de température de surface de 21°C environ entre les deux zones de l'échantillon.

Les fortes différences entre température de régulation et température estimées peuvent avoir plusieurs origines. D'une part, il est difficile d'estimer précisément les pertes convectives qui

F.2. Application : calcul du gradient en surface du double échantillon à base de Zircone dopé avec des oxydes de terre rares

dépendent fortement de la géométrie de la manipulation. Le choix de l'expression du coefficient de convection n'est peut-être pas optimal. D'autre part, le modèle utilisé est un modèle 1D, alors que les matériaux testés sont souvent anisotropes et très diffusants, ce qui introduit des effets 2D importants. Une amélioration notable de cette évaluation serait la simulation complète en 3D de la manipulation, et notamment des effets de bords. Les pertes émissives sont, quant à elles, bien maîtrisées.

Les valeurs de températures estimées sont donc entachées des approximations listées précédemment. Leurs valeurs ne doivent donc pas être considérées comme des valeurs exactes, mais plutôt comme des indicateurs des gradients en présence dans le matériau. Elles peuvent tout de même servir à évaluer des différences de température pour différents matériaux régulés à même température.

G

Mesures de rugosité sur le double échantillon Zircone dopé oxyde d'Erbium et Zircone dopée oxyde de Dysprosium

Nous présentons dans cette annexe la mesure de rugosité sur le double échantillon de Zircone dopée avec de l'oxyde d'Erbium et une zone dopée à l'oxyde de Dysprosium. La mesure est réalisée sur une zone à cheval entre les deux dopages, afin de détecter une éventuelle variation de l'état de surface. Une représentation en 3D de la surface est affichée figure G.1.

Nous voyons clairement que l'état de surface est identique pour les deux parties de l'échan-

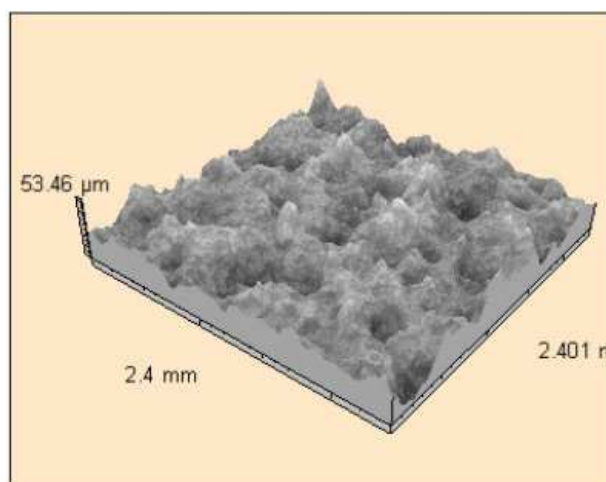


FIG. G.1 – Cartographie 3D de la surface de l'échantillon de Zircone

tillon. Pour nous en assurer, mesurons la rugosité de l'échantillon, présenté figure G.2.

Aucune distinction n'apparaît entre les deux zones. La surface est très homogène et ses paramètres de rugosité sont données dans le tableau G.1.

La rugosité est plus élevée pour ce matériau que pour le matériau d'Oxyde d'Erbium pur présenté en annexe B. Le rayonnement l'impactant sera fortement diffusé. Le point important de cette mesure est de n'avoir pas pu distinguer les deux zones de dopage différent, ce qui implique que la réflexion sur chacune des zones de l'échantillon sera de même distribution spa-

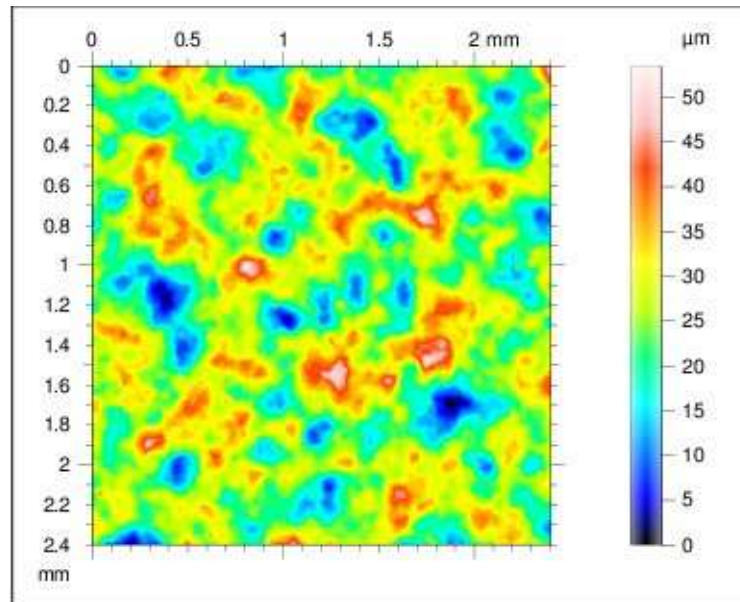


FIG. G.2 – Rugosité de la surface de l'échantillon de Zircane

Paramètres 2D (μm)	
R_a	4.70
R_q	5.69
R_z	21.54
R_t	25.36
R_{sk}	0.1923
R_{sm}	0.357
Paramètres 3D (μm)	
S_a	12
S_q	14.69
S_z	78.1
S_t	86.46
S_{zt}	-0.029

TAB. G.1 – Résultats de rugosité pour le double échantillon de Zircane

tiale. Par contre, les indices optiques étant fortement influencés par les dopants, l'amplitude de la réflexion sera différente pour les deux zones.

Bibliographie

- [Alx11] Ivo Alxneit. Measuring temperatures in a high concentration solar simulator - demonstration of the principle. *Solar Energy*, 85(3) :516 – 522, 2011. (Cité en page 33.)
- [ANS08] M. Aschwanden, D. Niederer, and A. Stemmer. Tunable transmission grating based on dielectric elastomer actuators. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 6927 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, May 2008. (Cité en page 150.)
- [Bal89] D. L. Balageas. Thermal diffusivity measurement by pulsed methods. (*High Temperatures - High Pressures*, vol. 21, 1989, p. 85-96) *ONERA, TP no. 1989-155, 1989, 13 p.*, 21 :85–96, 1989. (Cité en page 31.)
- [BLE05] M. Broussely, A. Levick, and G. Edwards. Simultaneous measurement of temperature, thermal diffusivity, thermal conductivity and spectral emissivity by photothermal radiometry. *Journal de Physique IV*, 125 :627–630, June 2005. (Cité en page 31.)
- [BNRS86] F. Becker, F. Nerry, P. Ramanantsizehena, and M.P. Stoll. Mesures d’émissivité angulaire par reflexion dans l’infrarouge thermique, implications pour la t l d tection. *International Journal of Remote Sensing*, 7(12) :1751–1762, 1986. (Cité en page 30.)
- [BPHO⁺02] M. Balat-Pichelin, D. Hernandez, G. Olalde, B. Rivoire, and J.F. Robert. Concentrated solar energy as a diagnostic tool to study materials under extreme conditions. *American Society of Mechanical Engineers, New York, NY, ETATS-UNIS*, 124 :215–222, 2002. (Cité en page 2.)
- [BPK07] D. Bergström, J. Powell, and A. F. H. Kaplan. A ray-tracing analysis of the absorption of light by smooth and rough metal surfaces. *Journal of Applied Physics*, 101(11) :113504, June 2007. (Cité en page 153.)
- [BRS85] F. Becker, P. Ramanantsizehena, and M.P. Stoll. Angular variation of the bidirectional reflectance of bare soils in the thermal infrared band. *Applied optics*, 24(3) :365–375, 1985. (Cité en pages 33, 37 et 131.)
- [Cla03] L. Claustres. *Fonction de distribution de la r flectance bidirectionnelle par ondelettes pour le rendu physiquement r aliste*. PhD thesis, 2003. (Cité en page 18.)
- [CMP⁺05] X. Chen, Z. Mutasim, J. Price, J. P. Feist, A. L. Heyes, and S. Seefeldt. Industrial sensor tbcs : Studies on temperature detection and durability. *International Journal of Applied Ceramic Technology*, 2(5) :414–421, 2005. (Cité en page 31.)
- [CS99] K Chrzanowski and M Szulim. Errors of temperature measurement with multiband infrared systems. *Applied Optics*, 38(10) :1998–2006, 1999. (Cité en page 29.)
- [CTPA11] Krishnendu Chatterjee, Suneet Tuli, Simon G. Pickering, and Darryl P. Almond. A comparison of the pulsed, lock-in and frequency modulated thermography

- nondestructive evaluation techniques. *NDT amp; E International*, 44(7) :655 – 667, 2011. (Cité en page 31.)
- [DEF⁺75] John Dainty, Anthony Ennos, Maurice Françon, Joseph Goodman, Thomas McKechnie, Gareth Parry, and J. Goodman. Statistical properties of laser speckle patterns. In *Laser Speckle and Related Phenomena*, volume 9 of *Topics in Applied Physics*, pages 9–75. Springer Berlin / Heidelberg, 1975. 10.1007/BFb0111436. (Cité en page 150.)
- [DHAS82] P. Demont, M. Huetz-Aubert, and JF Sacadura. Techniques de mesure des caractéristiques radiatives des matériaux opaques. *Revue de Physique Appliquée*, 17(4) :239–249, 1982. (Cité en pages 32 et 70.)
- [DM09] Hulya Demiryont and David Moorehead. Electrochromic emissivity modulator for spacecraft thermal management. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 93(12) :2075 – 2078, 2009. <ce :title>IME-8</ce :title>. (Cité en page 151.)
- [DP95] V. S. Dozhnikov and V. A. Petrov. New automated apparatus for the measurement of spectral emissivity of nonconducting materials by high-speed spectrometer. *High Temperatures, high pressures*, 27-28(4) :403–410, 1995. (Cité en page 30.)
- [Duv08] Th. Duvaut. Comparison between multiwavelength infrared and visible pyrometry : Application to metals. *Infrared Physics and Technology*, 51(4) :292 – 299, 2008. (Cité en page 29.)
- [EFML98] A. El Gamal, B. A. Fowler, H. Min, and X. Liu. Modeling and estimation of fpn components in cmos image sensors. In M.M. Blouke, editor, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 3301 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, pages 168–177, April 1998. (Cité en page 95.)
- [EW95] J.J.P. Elich and J.A. Wieringa. Temperature effects influencing the spectral and total emissivity of refractories. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 10(3) :318 – 326, 1995. (Cité en pages 21 et 32.)
- [Fen10] J. Fenech. *Nouvelles compositions de revêtements de zircone substituée (Y, La, Sm, Er) élaborés par la voie sol-gel : Application aux barrières thermiques multicouches*. PhD thesis, 2010. (Cité en page 133.)
- [Gat00] N. Gat. Imaging spectroscopy using tunable filters : a review. In H. H. Szu, M. Vetterli, W. J. Campbell, and J. R. Buss, editors, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 4056 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, pages 50–64, April 2000. (Cité en page 87.)
- [GCJ73] W. V. Goodell, J. K. Coulter, and P. B. Johnson. Optical constants of inconel alloy films. *J. Opt. Soc. Am.*, 63(2) :185–188, Feb 1973. (Cité en page 156.)
- [GFJ00] G.A Greene, C.C Finfrock, and T.F Irvine Jr. Total hemispherical emissivity of oxidized inconel 718 in the temperature range 300 - 1000°C. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 22(3 - 4) :145 – 153, 2000. (Cité en page 32.)
- [GJ80] J L Gardner and T P Jones. Multi-wavelength radiation pyrometry where reflectance is measured to estimate emissivity. *Journal of Physics E : Scientific Instruments*, 13(3) :306, 1980. (Cité en pages 34 et 37.)
- [Gus91] Silas E. Gustafsson. Transient plane source techniques for thermal conductivity and thermal diffusivity measurements of solid materials. *Review of Scientific Instruments*, 62(3) :797–804, 1991. (Cité en pages 133 et 170.)

- [HAS82] M. Huetz Aubert and J.F. Sacadura. Mesure des émissivités et des réflectivités monochromatiques directionnelles des matériaux opaques. *Revue de Physique Appliquée*, 17(4) :251–260, 1982. (Cité en page 33.)
- [HBER08] D. Hernandez, J.M. Badie, F. Escourbiac, and R. Reichle. Development of two-colour pyroreflectometry technique for temperature monitoring of tungsten plasma facing components. *Fusion Engineering and Design*, 83 :672–679, May 2008. doi :10.1016/j.fusengdes.2008.02.008. (Cité en page 34.)
- [HD11] D. Hernandez and De Sousa Meneses D. Comparaison des mesures de températures de surface effectuées selon la méthode spectroscopique dite du point de christiansen avec la méthode dite de pyroréfectométrie bicolore. Technical report, 2011. (Cité en page 133.)
- [Her05] D. Hernandez. A concept to determine the true temperature of opaque materials using a tricolor pyroreflectometer. *Review of Scientific Instruments*, 76(Issue 2) :024904–024904–7, 2005. (Cité en pages 33, 37, 44, 85, 113, 147 et 150.)
- [Her12] D. Hernandez. Pyroréfectométrie bicolore. *Techniques de l'ingénieur. Mesure de température*, In Press, Accepted Manuscript :-, 2012. (Cité en pages 3 et 69.)
- [HMM⁺98] David A. Haner, Brendan T. McGuckin, Robert T. Menzies, Carol J. Bruegge, and Valerie Duval. Directional–hemispherical reflectance for spectralon by integration of its bidirectional reflectance. *Appl. Opt.*, 37(18) :3996–3999, Jun 1998. (Cité en page 104.)
- [HMM⁺05] V. Honorat, S. Moreau, Jean Michel Muracciole, Bertrand Wattrisse, and Andre Chrysochoos. Calorimetric analysis of polymer behaviour using a pixel calibration of an IRFPA camera. *Quantitative Infra Red Thermography Journal*, 2(2) :153–172, 2005. LMGC :05-073 LMGC :05-073. (Cité en page 31.)
- [HNS09] D. Hernandez, A. Netchaieff, and A. Stein. True temperature measurement on metallic surfaces using a two-color pyroreflectometer method. *Review of Scientific Instruments*, 80(9) :094903, September 2009. (Cité en page 21.)
- [HSN⁺09] D. Hernandez, J.L. Sanz, A. Netchaieff, P. Ridoux, and V. Le Sant. Experimental validation of a pyroreflectometric method to determine the true temperature on opaque surface without hampering reflections. *Measurement*, 12, January 2009. (Cité en page 34.)
- [HVM97] P. Herve, L. Viellard, and A. Morel. Radiométrie : l’ultraviolet. *Revue pratique de contrôle industriel*, (205), 1997. (Cité en page 28.)
- [IMB⁺06] Laurent Ibos, Mario Marchetti, Abderrahim Boudenne, Stefan Datcu, Yves Candau, and Jean Livet. Infrared emissivity measurement device : principle and applications. *Measurement Science and Technology*, 17(11) :2950, 2006. (Cité en page 33.)
- [IMUW08] Kenji Irie, Alan E. McKinnon, Keith Unsworth, and Ian M. Woodhead. A technique for evaluation of ccd video-camera noise. 2008. (Cité en page 89.)
- [Kot] C.P Kothandaraman. 2nd ed edition. (Cité en page 171.)
- [KPNS07] Keyvan Kanani, Laurent Poutier, Françoise Nerry, and Marc-Philippe Stoll. Directional effects consideration to improve out-doors emissivity retrieval in the 3-13 μm domain. *Opt. Express*, 15(19) :12464–12482, Sep 2007. (Cité en page 30.)
- [KVH12] Eric Kuhn, Emmanuel Valot, and Philippe Herve. A comparison between thermosonics and thermography for delamination detection in polymer matrix laminates. *Composite Structures*, 94(3) :1155 – 1164, 2012. (Cité en page 31.)

-
- [LAP08] C. Lempereur, R. Andral, and J. Y. Prudhomme. Surface temperature measurement on engine components by means of irreversible thermal coatings. *Measurement Science and Technology*, 19(10) :105501, October 2008. (Cité en page 2.)
- [LBG⁺07] Th. Loarer, F. Brygo, E. Gauthier, C. Grisolia, F. Le Guern, F. Moreau, A. Murari, H. Roche, and A. Semerok. Surface temperature measurements by means of pulsed photothermal effects in fusion devices. *Journal of Nuclear Materials*, 363-365(0) :1450 – 1456, 2007. Plasma-Surface Interactions-17. (Cité en page 31.)
- [Mat05] S. Mattei. Rayonnement thermique des matériaux opaques. *Techniques de l'ingénieur. Genie énergétique*, In Press, Accepted Manuscript, 2005. (Cité en pages [xiii](#), [22](#) et [23](#).)
- [MC03] A. Mazikowski and K. Chrzanowski. Non-contact multiband method for emissivity measurement. *Infrared Physics & Technology*, 44(2) :91–99, 2003. (Cité en page [29](#).)
- [META02] M. Musella, S. Eckhoff, H.-R. Tschudi, and I. Alxneit. Development of an apparatus for the determination of spectral reflectivity at high temperatures in the visible. *International Journal of Thermophysics*, 23 :1303–1310, 2002. 10.1023/A :1019808824157. (Cité en page [19](#).)
- [MMHG05] A. Mansouri, F. S. Marzani, J. Y. Hardeberg, and P. Gouton. Optical calibration of a multispectral imaging system based on interference filters. *Optical Engineering*, 44(2) :027004, 2005. (Cité en page [98](#).)
- [Mur67] T. P. Murray. Polaradiometer-a New Instrument for Temperature Measurement. *Review of Scientific Instruments*, 38 :791–798, June 1967. (Cité en page [30](#).)
- [MvN⁺94] J. C. Mullikin, L. J. van Vliet, H. Netten, F. R. Boddeke, G. van der Feltz, and I. T. Young. Methods for ccd camera characterization. In H. C. Titus and A. Waks, editors, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 2173 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, pages 73–84, May 1994. (Cité en page [95](#).)
- [OCSFN12] R. Oltra-Carrió, J.A. Sobrino, B. Franch, and F. Nerry. Land surface emissivity retrieval from airborne sensor over urban areas. *Remote Sensing of Environment*, 123(0) :298 – 305, 2012. (Cité en page [30](#).)
- [Pal91] E. D. Palik. *Handbook of optical constants of solids II*. 1991. (Cité en page [17](#).)
- [Pho75] Bui Tuong Phong. Illumination for computer generated pictures. *Commun. ACM*, 18(6) :311–317, June 1975. (Cité en page [24](#).)
- [PK01] A. Pantinakis and N. Kortsalioudakis. A simple high-sensitivity radiometer in the infrared for measurements of the directional total emissivity of opaque materials at near-ambient temperatures. *International Journal of Thermophysics*, 22(6) :1843–1854, 2001. (Cité en page [30](#).)
- [RAB⁺09] R. Reichle, Ph. Andrew, C. Balorin, B. Brichard, S. Carpentier, Y. Corre, M. Davi, R. Daviot, C. Desgranges, J.L. Gardarein, E. Gauthier, D. Guilhem, S. Gicquel, A. Herrmann, D. Hernandez, M. Jouve, Ch. Le Niliot, Th. Loarer, A. Martin, J.P. Martins, J.-B. Migozzi, J.P. Patterlini, C. Pocheau, F. Rigollet, H. Roche, and J.M. Travers. Concept and development of iter divertor thermography diagnostic. *Journal of Nuclear Materials*, 390-391(0) :1081 – 1085, 2009. Proceedings of the 18th International Conference on Plasma-Surface Interactions in Controlled Fusion Device. (Cité en page [1](#).)
- [RBME05] B. Rousseau, J. F. Brun, D. D. S. Meneses, and P. Echegut. Temperature measurement : Christiansen wavelength and blackbody reference. *International Journal of Thermophysics*, 26 :1277–1286, July 2005. (Cité en pages [28](#), [136](#) et [140](#).)
-

- [RCHT11] Jeremy Renshaw, John C. Chen, Stephen D. Holland, and R. Bruce Thompson. The sources of heat generation in vibrothermography. *NDT amp; E International*, 44(8) :736 – 739, 2011. (Cité en page 31.)
- [RMA⁺99] O. Rozenbaum, D. D. S. Meneses, Y. Auger, S. Chermanne, and P. Echegut. A spectroscopic method to measure the spectral emissivity of semi-transparent materials up to high temperature. *Review of Scientific Instruments, Volume 70, Issue 10, pp. 4020-4025 (1999).*, 70 :4020–4025, October 1999. (Cité en pages xiii, 21 et 29.)
- [Rog12] Antoni Rogalski. Progress in focal plane array technologies. *Progress in Quantum Electronics*, (0) :–, 2012. (Cité en page 86.)
- [Rot06] Y. Rotrou. *Thermographie courtes longueurs d’onde avec des caméras silicium : contribution à la modélisation radiométrique*. PhD thesis, 2006. (Cité en page 62.)
- [RWF⁺06] R. Rehm, M. Walther, J. Fleißner, J. Schmitz, J. Ziegler, W. Cabanski, and R. Breiter. Bispectral thermal imaging with quantum-well infrared photodetectors and InAs/GaSb type-II superlattices. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 6206 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, June 2006. (Cité en page 87.)
- [Sau97] P. Saunders. General interpolation equations for the calibration of radiation thermometers. *Metrologia*, 34 :201, 1997. (Cité en page 61.)
- [SC95] M. Schulz and L. Caldwell. Nonuniformity correction and correctability of infrared focal plane arrays. *Infrared Physics and Technology*, 36(4) :763 – 777, 1995. (Cité en page 97.)
- [SK04] S. Sade and A. Katzir. Spectral emissivity and temperature measurements of selective bodies using multiband fiber-optic radiometry. *Journal of Applied Physics, Volume 96, Issue 6, pp. 3507-3513 (2004).*, 96 :3507–3513, September 2004. (Cité en page 29.)
- [SK06] T.P. Salikhov and V.V. Kan. Advanced multiwavelength pyroreflectometry for measuring true temperature on solar and imaging furnaces and under laser effect. *Applied Solar Energy*, 39(1) :66–76, 2006. (Cité en pages 33 et 151.)
- [SSF07] Giovanna Scarel, Axel Svane, and Marco Fanciulli. Scientific and technological issues related to rare earth oxides : An introduction. In Marco Fanciulli and Giovanna Scarel, editors, *Rare Earth Oxide Thin Films*, volume 106 of *Topics in Applied Physics*, pages 1–14. Springer Berlin, Heidelberg, 2007. 10.1007/11499893-1. (Cité en page 18.)
- [STM96] M. Schubnell, H.R. Tschudi, and Chr. Müller. Temperature measurement under concentrated radiation. *Solar Energy*, 58(1-3) :69 – 75, 1996. Selected Proceedings of ISES 1995 : Solar World Congress. (Cité en page 33.)
- [Sve03] D. Y. Svet. The Method of Two-Colour Pyrometry of True Temperature with Unknown Emissivity. In D. C. Ripple, editor, *Temperature : Its Measurement and Control in Science and Industry*, volume 684, pages 681–686, September 2003. (Cité en page 33.)
- [SW04] P. Saunders and D. R. White. Interpolation errors for radiation thermometry. *Metrologia*, 41 :41–46, February 2004. (Cité en page 66.)
- [SW07] P. Saunders and D. R. White. Propagation of Uncertainty Due to Non-linearity in Radiation Thermometers. *International Journal of Thermophysics*, 28 :2098–2110, December 2007. (Cité en page 94.)

-
- [TB76] J.P. Traverse and J.M. Badie. Mesure des températures par pyrométrie optique à l'aide d'un rayonnement laser. pages 9–14, 1976. (Cité en page 33.)
- [TDB96] Kakuen Tang, Ralph A. Dimenna, and Richard O. Buckius. Regions of validity of the geometric optics approximation for angular scattering from very rough surfaces. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 40(1) :49 – 59, 1996. (Cité en page 18.)
- [Tho88] Eric I. Thorsos. The validity of the kirchhoff approximation for rough surface scattering using a gaussian roughness spectrum. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 83(1) :78–92, 1988. (Cité en page 155.)
- [TRG98] V. W. Tychowsky, H.J. Ridge, J. A. and Turner, and J. P. Gregorio, J. and Chapt. Development and application of a gold cup sensor for measurement of strip temperatures on a continuous galvanizing line. *Iron and steel engineer*, 75(9) :6, 1998. (Cité en page 30.)
- [TSD09] J. Thevenet, M. Siroux, and B. Desmet. Measurements of brake disc surface temperature and emissivity by two-color pyrometry. *Applied Thermal Engineering*, 2009. (Cité en page 28.)
- [WACB12] Ben Weekes, Darryl P. Almond, Peter Cawley, and Tim Barden. Eddy-current induced thermography-probability of detection study of small fatigue cracks in steel, titanium and nickel-based superalloy. *NDT amp ; E International*, 49(0) :47 – 56, 2012. (Cité en page 31.)
- [WC11] Chang-Da Wen and Tzung-Yuan Chai. Experimental investigation of emissivity of aluminum alloys and application of multispectral radiation thermometry. *Applied Thermal Engineering*, 31(14-15) :2414 – 2421, 2011. (Cité en page 29.)
- [WLT⁺12] Weilin Wang, Changying Li, Ernest W. Tollner, Glen C. Rains, and Ronald D. Gitaitis. A liquid crystal tunable filter based shortwave infrared spectral imaging system : Calibration and characterization. *Computers and Electronics in Agriculture*, 80(0) :135 – 144, 2012. (Cité en page 87.)
- [xZLqLJ05] Hui xin Zhou, Rui Lai, Shang qian Liu, and Guang Jiang. New improved non-uniformity correction for infrared focal plane arrays. *Optics Communications*, 245(1-6) :49 – 53, 2005. (Cité en page 97.)
- [ZFL10] Yanyan ZHU, Zebo FANG, and Yongsheng LIU. Structural and optical properties of er2o3 films. *Journal of Rare Earths*, 28(5) :752 – 755, 2010. (Cité en page 156.)
- [ZL09] Zhuomin M. Zhang and Bong Jae Lee. Chapter 3 theory of thermal radiation and radiative properties. In Benjamin K. Tsai Zhuomin M. Zhang and Graham Machin, editors, *Radiometric Temperature Measurements : I. Fundamentals*, volume 42 of *Experimental Methods in the Physical Sciences*, pages 73 – 132. Academic Press, 2009. (Cité en page 17.)

Mesure de champs de températures vraies par thermoréfectométrie proche infrarouge

La mesure de champs de température sans contact est un paramètre clé pour l'optimisation et le contrôle des procédés. Les systèmes actuels présentent des limitations, particulièrement sur des surfaces hétérogènes et/ou dans des conditions dynamiques pouvant entraîner une altération de la surface. Ces restrictions sont causées par la méconnaissance de l'émissivité de la surface qui est une fonction complexe de nombreuses grandeurs physiques (température, longueur d'onde, rugosité, direction de détection). La thèse présentée propose le développement complet d'une nouvelle méthode de mesure de champs de température vraie, dénommée THERMOREFLECTOMETRIE, applicable sur tout type de matériaux opaques, dans la gamme [300-1000]°C. Elle permet la mesure en ligne de l'émissivité par le couplage d'une étape classique de THERMOGRAPHIE avec une étape de REFLECTOMETRIE laser. La démarche adoptée consiste premièrement en l'analyse critique de la méthode et de ses facteurs d'influence, ainsi que du dimensionnement optimal des éléments par des études en simulations. Ensuite un prototype opérationnel est mis en oeuvre et ses défauts sont caractérisés, du point de vue d'un système de type CAMERA, et les corrections nécessaires sont mises en place. Enfin, les performances expérimentales sont évaluées sur des scènes thermiques complexes et hétérogènes qui mettent en évidence la bonne précision du prototype pour tous les échantillons testés.

MOTS-CLE : Thermographie infrarouge, Emissivité, Propriétés radiatives des corps opaques, Réfectométrie Laser, Caméra, Instrumentation.

Measurement of true temperature fields by near-infrared thermorefectometry

True temperature field measurement is a key parameter for the optimization and the control of industrial processes. Current systems present limitations, especially on heterogeneous surfaces and/or in dynamical conditions involving the surface's variation. These restrictions are due to the ignorance of the surface's emissivity, which is a complex function of many physical quantities (temperature, wavelength, roughness, direction of detection). This thesis presents the complete development of a new method of true temperature field measurement, called Thermorefectometry, applicable on any kind of opaque material, in the range [300-1000]°C. It allows the on-line measurement of emissivity by mixing a step of classical THERMOGRAPHY with a step of laser REFLECTOMETRY. The approach of this work is, first, the critical analysis of the method and its influence quantities, and then the optimal dimensionment of the components by simulation studies. Thirdly, a prototype is built and its defaults are characterized, following a CAMERA-based point of view, and the possible corrections are implemented. Finally, the experimental performances are estimated on some complex heterogeneous thermal scenes which emphasize the prototype's precision for all the tested samples.

KEY-WORDS : Infrared thermography, Emissivity, Radiative properties of opaque materials, Laser reflectometry, Camera, Instrumentation.