



HAL
open science

Thermographie courtes longueurs d'onde avec des caméras silicium : contribution à la modélisation radiométrique

Yann Rotrou

► **To cite this version:**

Yann Rotrou. Thermographie courtes longueurs d'onde avec des caméras silicium : contribution à la modélisation radiométrique. Traitement du signal et de l'image [eess.SP]. Ecole nationale supérieure de l'aéronautique et de l'espace, 2006. Français. NNT: . tel-00166721

HAL Id: tel-00166721

<https://theses.hal.science/tel-00166721>

Submitted on 9 Aug 2007

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.

N° d'ordre : 471

2006

Thèse

présentée en vue de l'obtention du grade de

Docteur de

**L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE
DE L'AÉRONAUTIQUE ET DE L'ESPACE**

École Doctorale : G.E.E.T.

Spécialité : Optoélectronique

par

Yann ROTROU

**THERMOGRAPHIE COURTES
LONGUEURS D'ONDE AVEC DES
CAMÉRAS SILICIUM : CONTRIBUTION À
LA MODÉLISATION RADIOMÉTRIQUE**

Soutenue le 13 décembre 2006, devant le jury composé de :

MM.	Sauveur	BENET	Président
	Jean-Michel	BUCHLIN	Examineur
	Thierry	DUVAUT	Rapporteur
	Daniel	HERNANDEZ	Examineur
	Pierre	MAGNAN	Directeur de thèse
	Fabrice	MÉRIAUDEAU	Rapporteur
	Thierry	SENTENAC	Encadrant

Thèse préparée à l'école des mines d'Albi-Carmaux

Résumé

Le Centre de Recherche sur les Outillages, les Matériaux et les Procédés (CRO-MeP) veut obtenir des cartes de températures précises, sur des moules métalliques entre 400 et 1000°C. Plusieurs équipes ont montré l'intérêt d'utiliser des caméras silicium dans ce contexte.

Nous nous distinguons de leurs travaux par l'approche adoptée pour modéliser le système. Nous proposons un nouveau modèle, plus précis et paramétré par un unique jeu de coefficients indépendant du temps d'intégration. Il permet d'obtenir une procédure d'étalonnage courte et précise, ainsi qu'un système dont la dynamique est contrôlable en ligne. Nous étudions d'autre part différents phénomènes perturbant la mesure, afin de l'améliorer, et d'évaluer sa précision. Ces caractérisations sont en partie effectuées au laboratoire de Conception d'Imageurs Matriciels Intégrés (CIMI).

Enfin nous positionnons les caméras CCD et CMOS par rapport aux systèmes de thermographie infrarouges, et présentons une application de mesures couplées dimensionnelles/thermiques, basée sur un unique capteur de stéréovision silicium.

Mots-clés : Thermographie, mesure, rayonnement, optronique, modélisation, traitement d'image

Within the Ecole des Mines d'Albi, the CROMeP laboratory (Centre de Recherche sur les Outillages, les Matériaux et les Procédés) develops accurate full-field temperature measurement devices based on off-the-shelf high-resolution uncooled silicon cameras, to study for instance the behavior of metallic molds between 400 and 1000°C. The advantages of using such silicon cameras to perform such measurements are recalled.

In our work, a new approach of the radiometric modeling of such a system is proposed. Firstly, a more accurate parametric model is presented, characterized by only one set of parameters, independent of the integration time. This leads to a shorter and easier camera calibration procedure and provides a system with an on-line controlled dynamic range. Secondly, the performances of the system are evaluated and improved by studying some disturbing effects. Some of these characterizations have been done in collaboration with the CIMI (Conception d'Imageurs Matriciels Intégrés) laboratory. Then CCD and CMOS cameras performances are compared with these of traditional infrared cameras.

Finally, an innovative method for 3-D shape, strain and temperature full-field measurement, using a single camera-based sensor, is presented.

Key words : Thermography, radiative measurement, optronics, modelisation, image processing

« - Imaginez, c'est juste un exemple, que Robyn vous propose (...) une expertise (...) sur un site industriel. Et imaginez que ce soit une excellente pompe à fric. Est-ce qu'elle toucherait une prime supplémentaire ? Est-ce qu'elle aurait droit à une augmentation de salaire ? Est-ce qu'elle aurait un avancement plus rapide que M. Sutcliffe qui a manifestement décidé de rester en dehors de ça ?

-Bien sûr que non, dit Philip Swallow. Cependant, poursuivit-il, d'un air triomphant, dans ce cas, nous pourrions la garder avec nous !

-Formidable, dit Vic. Elle se tue à gagner de l'argent qui servira à payer son salaire de misère, et l'Université en tire tout le bénéfice pour le redistribuer à des parasites comme Sutcliffe. »

David LODGE, Jeu de société (pp.380-381)

Remerciements

Une thèse s'apparente à une longue étape d'endurance, cycliste ou pédestre. Cette thèse se termine dans les délais, grâce à bien des personnes que je remercie ici. Merci tout d'abord à mes rapporteurs Thierry DUVAUT et Fabrice MÉRIAUDEAU qui m'ont bien positionné à la flamme rouge, et aux membres du jury qui m'ont emmené le sprint final. Merci à Thierry SENTENAC pour le suivi longitudinal (thèse saine, certifiée sans Guronsan ni É.P.O.!), à Jean FARRÉ pour ses encouragements émérites tout au long de la route, et à Pierre MAGNAN pour sa direction méthodique.

Merci à toutes les personnes qui m'ont permis de revenir dans la course malgré les incontournables pépins techniques (bris de chaîne¹, cadre² trop rigide, mauvaise position³. . .) : Céline, Magali, Franck, Jean-Michel, DIDOUNET... Merci aux alias L^AT_EX et matlab, et notamment à Paul GABORIT, contorsionniste du débogage et de l'installation système, qui vous répare votre machine sans que vous n'en descendiez (images spectaculaires qui mériteraient de passer sur France 2).

Merci à SERGIO et à tous les doctorants qui se sont chargés du ravitaillement solide (et souvent liquide). Merci à mes sponsors Romain GROSSIER et Julien CANCÈS, responsables dynamiques de l'association de doctorants ACTA ; je leur dois une année de salaire ! Et un merci particulier aux courageux Shan JIANG, « Grand Ohu » Thomas VAN OUDENHOVE DE SAINT-GÉRY, et Jean-François DEMEYRE (ainsi qu'à George, son Yéti) ; ils ont su quitter leurs abris pour m'aider lorsque j'étais en « chasse-patate » !

Cette thèse a été marquée par le retour du plaisir des courses à pied et du cyclisme. Bien des souvenirs heureux se sont forgés *runnings* aux pieds. Un clin d'œil complice à toutes les BONNES MINES, coureurs et triathlètes, pour leur philosophie sportive et leur bonne humeur.

Et surtout, une franche et reconnaissante tape sur l'épaule à Olivier LOUISNARD et Jean-José ORTEU, qui en course comme en science, m'ont permis de franchir avec succès les étapes décisives.

¹radiométrique

²de l'étude

³du problème

Table des matières

Résumé	3
Remerciements	7
Liste des figures	15
Liste des tableaux	17
Notations	19
Introduction générale	23
1 Mesure de températures par caméra	27
1 De l'image à la mesure	27
1.1 L'image, représentation de grandeurs multiples	27
1.2 L'image, représentation de grandeurs thermiques	28
1.3 Conclusion : méthode de mesures par caméra	29
2 Le rayonnement thermique	30
2.1 Caractéristiques générales des grandeurs radiatives	30
2.2 Définition des principales grandeurs radiatives	31
2.3 Loi de Planck et lois dérivées	33
3 La chaîne de mesure	36
3.1 L'environnement	36
3.2 L'objet/la source	38
3.3 Le milieu de transmission	41
3.4 L'objectif	42
3.5 Détecteurs et technologies	43
3.6 Le radiomètre simplifié	45
3.7 Conclusion : comment modéliser la chaîne	45
4 Différents types d'étalonnage	46
4.1 Fonction d'étalonnage	46
4.2 Établissement d'une table de valeurs	47
4.3 Étalonnage connaissant la réponse spectrale du système	48
4.4 Étalonnage sans connaissance de $W(\lambda)$	48

5	Conclusion	50
2	Modélisation radiométrique de caméras silicium	51
1	Analyse des modèles radiométriques usuels	51
1.1	Méthodologie et critères d'évaluation	52
1.2	L'équation radiométrique à courtes longueurs d'onde	55
1.3	Les modèles sans longueur d'onde effective	65
1.4	Les modèles avec longueur d'onde effective	68
1.5	Bilan	72
2	Approche proposée	73
2.1	Temps d'intégration et jeu de paramètres unique	74
2.2	Introduire les variations de longueurs d'onde effective	76
2.3	Isoler différentes causes de non linéarités	76
2.4	Proposer une nouvelle méthode d'identification	78
3	Modélisation de la longueur d'onde effective	78
3.1	Position du problème	78
3.2	Définitions de différentes longueurs d'onde effectives λ_0	79
3.3	Étude de la longueur d'onde efficace	80
3.4	Étude des longueurs d'onde effective et effective moyenne	82
3.5	Étude de la longueur d'onde effective étendue	82
3.6	Autres approches et bilan	83
4	Modèle proposé	84
4.1	Modélisation de la longueur d'onde effective étendue	84
4.2	Proposition d'une méthode d'identification des paramètres	87
4.3	Bilan	91
5	Conclusion	93
3	Étude des phénomènes perturbateurs	95
1	Étude générale	96
1.1	Méthode	96
1.2	Évaluation de l'erreur sur la température	96
2	Détecteur invariant	98
2.1	Influence de la température du détecteur	98
2.2	Non linéarité de la photo-réponse	100
3	Détecteurs interdépendants	107
3.1	Smearing	107
3.2	L'effet « fantôme »	114
3.3	Blooming	116
3.4	L'effet « Narcisse »	117
3.5	Diffusion des porteurs de charges	118
4	Détecteurs identiques	118
4.1	Vignettage	118
4.2	Non uniformités matricielles	119

5	Premier bilan	129
6	Bilan en situation d'étalonnage	130
6.1	Bilan sur chaque phénomène	130
6.2	Obtention pratique des points de référence	131
7	Bilan en situation de mesure	132
4	Évaluation du système et applications	135
1	Performances	135
1.1	Avant propos	135
1.2	Performances liées au modèle paramétré	137
1.3	Performances intrinsèques	138
1.4	Performances en situation de mesure	140
1.5	Conclusion	140
2	Contrôle du temps d'intégration	141
2.1	Principe et algorithme	141
2.2	Paramétrage sur un cas particulier	143
2.3	Scènes contrastées et « High Dynamic Range » (HDR)	144
3	Mesures couplées dimensionnelles/thermiques	146
3.1	Intérêts des mesures couplées	146
3.2	Mesures dimensionnelles, mesures thermiques	147
3.3	Mesures couplées	149
3.4	Perspectives	155
4	Conclusion	155
5	Conclusion	157
A	Croissance du rayonnement émis avec la température	159
B	Introduction à la radiosité	161
C	Dépendance spectrale de la PRNU (matrice CMOS)	163
D	Détermination de la réponse spectrale	167
1	Caractérisation du détecteur	167
2	Caractérisation de l'optique	167
3	Réponse $W(\lambda)$ du système	169
	Bibliographie	180

Table des figures

1	Étude de la prédiction de la durée de vie des moules	23
2	Images d'un moule dans deux gammes spectrales	24
1.1	Mesure de températures sans contact : principe	28
1.2	Loi de Planck	33
1.3	Courbe de Planck réduite	35
1.4	Flux émis et réflexions	37
1.5	Influence spectrale du rayonnement solaire	37
1.6	Émissivité monochromatique du SP50 non oxydé	39
1.7	Variation de l'émissivité durant le refroidissement	40
1.8	Absorptivité monochromatique de l'atmosphère	42
1.9	Angle solide et objectif	43
1.10	Étalonnage par table de valeurs	47
1.11	Étalonnage connaissant $W(\lambda)$	48
1.12	Étalonnage sans connaissance de $W(\lambda)$	49
2.1	Étalonnage et polynôme de Lagrange	53
2.2	Rendement quantique du détecteur IBIS5A-1300	54
2.3	Comparaison des flux dans différents domaines spectraux	57
2.4	Variations de luminance pour différentes longueurs d'onde	58
2.5	Différence de température $\Delta T_2(T)$ doublant la luminance	59
2.6	Variations spectrales de la luminance monochromatique	61
2.7	Relation $\Phi(T)$ pour différentes longueurs d'onde	62
2.8	Modèle purement monochromatique	63
2.9	Non équivalence des erreurs sur I_d ou sur T	64
2.10	Approximation polynomiale du 3 ^e degré entre 1073K et 1273K	66
2.11	Approximation polynomiale du 3 ^e degré entre 573K et 773K	67
2.12	Longueur d'onde effective constante 1.	70
2.13	Longueur d'onde effective constante 2.	71
2.14	Modèle de Sakuma	71
2.15	Modification virtuelle de λ_0 par introduction d'un coefficient C	73
2.16	Dynamique maximale pour une configuration donnée	75
2.17	Longueur d'onde efficace en fonction de T	81
2.18	Longueur d'onde effective étendue et interpolations (2.42)	85

2.19	Erreur d'interpolation	86
2.20	Estimation de $\lambda_x(T)$ à partir d'une valeur erronée de $\widehat{\mathbf{k}_w}$	88
2.21	Estimation de $\widehat{\lambda_x}$ et k_w à partir de deux points de référence	89
2.22	Erreur résiduelle du modèle proposé, à l'ordre 2	90
3.1	De la carte d'intensités à la carte de températures	95
3.2	Courants d'obscurité et température du détecteur	99
3.3	« Saturation virtuelle »	104
3.4	Établissement de la loi $I_d = f(I_d^{\text{ILL}})$	105
3.5	Détermination de la fonction $\delta(I_d^{\text{Puits}})$	106
3.6	Courants d'obscurité et température du détecteur	108
3.7	Smear et CMOS	110
3.8	Correction de smearing	112
3.9	Effet « fantôme »	115
3.10	Blooming (CCD)	117
3.11	Vignettage	119
3.12	Vue de dessus de la sphère intégrante	122
3.13	Luminance monochromatique de la sphère intégrante	122
3.14	(FPN + offset) pour la matrice CMOS	124
3.15	(FPN + offset) pour la matrice CCD	124
3.16	Courant d'obscurité (CMOS)	125
3.17	PRNU pour la matrice CCD	126
3.18	Image obtenue sans monture, avec un filtre carré	127
3.19	PRNU pour la caméra CCD ($\lambda = 581nm$)	128
3.20	Mauvais alignement caméra-corps noir	131
3.21	De l'image brute à la mesure de températures	132
4.1	Sensibilités de trois caméras	139
4.2	Principe du High Dynamic Range	145
4.3	Modélisation géométrique d'une caméra	147
4.4	Modélisation géométrique d'un capteur de stéréovision silicium	148
4.5	Modélisation radiométrique d'une caméra	148
4.6	Mesure couplée	149
4.7	Mires et calibration géométrique	150
4.8	Objet étudié	150
4.9	Mouchetis projeté.	151
4.10	Carte de températures 3D	152
4.11	Altitude de la surface du moule	153
4.12	Deux cartes de températures	153
4.13	Étude de la dilatation	154
4.14	Exemple de peintures intéressantes pour la mesure couplée	154
C.1	Quelques PRNU(λ)	163
C.2	Quelques PRNU(λ)	164

C.3	Quelques PRNU(λ)	165
D.1	Réponse spectrale : mesure et documentation constructeur . .	168
D.2	Transmittivité monochromatique relative de l'objectif	169

Liste des tableaux

1	Notations utilisées dans ce document - Alphabet latin	20
2	Notations utilisées dans ce document - Alphabet grec	20
3	Autres notations	21
4	Sigles utilisés dans ce document	21
1.1	Composés utilisés pour les détecteurs quantiques	44
1.2	Influence du rayonnement secondaire dans le visible et l'IR	46
2.1	Pourcentage de luminance totale émise par gamme spectrale	56
2.2	Rapport A/N^2 pour une caméra $3 - 5.5\mu m$ d'Agema	60
2.3	Comparaison des modèles radiométriques	74
2.4	Dynamique maximale pour une configuration donnée	75
2.5	Modèles polynomiaux de $\lambda_x^{-1}(T^{-1})$	85
3.1	Influence d'une erreur multiplicative sur le signal de sortie	97
4.1	Premiers critères d'évaluation de trois caméras	138
4.2	Performances sur gamme élargie de température	138
4.4	Paramétrage utilisé pour le contrôle du temps d'intégration	143

Notations

Encart 1 : Note préliminaire

Les encarts de ce type apportent des informations connexes, qui peuvent être ignorées en première lecture.

c	Vitesse de la lumière dans le vide : $3.00.10^8 \text{ m.s}^{-1}$
C_1	Constante du rayonnement : $C_1 = 2.h.c^2 = 1.19.10^{-16} \text{ W.m}^2$
C_2	Constante du rayonnement : $1.44.10^{-2} \text{ m.K}$
d_{obs}	Distance d'observation [m]
E	Énergie [J]
$F_{0-\lambda.T}$	Pourcentage de flux émis entre 0 et $\lambda.T$ [sans dim.]
h	Constante de Planck : $6.62.10^{-34} \text{ J.s}$
I_d	Signal de sortie d'un pixel [NG]
I_d^{Puits}	Signal correspondant au nombre de charges présentes dans le puits, avant le transfert [NG]
K_o	Grandissement de l'optique
N_c	Nombre de colonne d'une matrice
N_l	Nombre de ligne d'une matrice
\bar{l}	Libre parcours moyen d'un électron [m]
$L(\lambda, T)$	Luminance monochromatique d'un corps réel [$\text{photon.s}^{-1}.\text{m}^{-2}.\text{sr}^{-1}.\mu\text{m}^{-1}$]
$L_w^0(\lambda, T)$	Approximation de Wien de la loi de Planck [$\text{photon.s}^{-1}.\text{m}^{-2}.\text{sr}^{-1}.\mu\text{m}^{-1}$]
P	Paramètres d'un modèle ($P \in \mathbb{R}^N$)
$P_n(x)$	Polynôme de degré n , d'argument x .
q	Charge de l'électron [C]
S	Surface [m^2]
$S(T)$	Sensibilité thermique du système [NG.K ⁻¹]
t_i	Temps d'intégration [s]
t_l	Durée entre 2 décalages ligne lors du transfert des charges [s]
t_t	Temps de transfert colonne [s]

T	Température [K]
T_{th}	Température mesurée par un thermocouple [K]
T_{CN}	Température corps noir [K]
T_D	Température du détecteur, de son substrat [K]
(u, v)	Coordonnées d'un pixel de l'image
(u_d, v_d)	Coordonnées d'un pixel de l'image droite, en stéréo-vision
(u_g, v_g)	Coordonnées d'un pixel de l'image gauche, en stéréo-vision
V_{SM}	« Vertical Smear Factor », pour un matrice interligne
$W(\lambda)$	Réponse spectrale monochromatique du système [NG.m ² .sr.J ⁻¹]
(x, y, z)	Coordonnées spatiales d'un point

TAB. 1: Notations utilisées dans ce document - Alphabet latin

α	Absorptivité [sans dim.]
δ	Rapport temps de cycle sur temps d'intégration
ΔT_m	Différence de température amenant une augmentation de la luminance d'un facteur multiplicateur m [K]
ε	Émissivité [sans dim.]
$\eta_e(\lambda)$	Réponse monochromatique du système [NG/photon]
λ	Longueur d'onde [m ou μm]
λ_c	Longueur d'onde de coupure d'un détecteur [m ou μm]
λ_e	Longueur d'onde efficace [m]
λ_m	Longueur d'onde correspondant au maximum de luminance monochromatique [m]
λ_T	Longueur d'onde effective [m]
$\lambda_{T_1-T_2}$	Longueur d'onde effective moyenne [m]
λ_x	Longueur d'onde effective étendue [m]
λ_0	Longueur d'onde effective ou efficace (générique) [μm]
Ω	Angle solide [sr]
Φ	Flux (puissance instantanée rayonnée) [photon.s ⁻¹]
ρ	Réfectivité [sans dim.]
σ	Constante de Stefan-Boltzmann : 5.67.10 ⁻⁸ photon.s ⁻¹ .m ⁻² .K ⁻⁴
μ_k	Moment centré d'ordre k de $W(\lambda)$ [μm^k]
τ	Transmittivité [sans dim.]
ξ	Longueur d'onde normalisée (voir (1.14))

TAB. 2: Notations utilisées dans ce document - Alphabet grec

$[x]$	Dimension de x
x'	Grandeur x directionnelle

x^{ILL}	Grandeur due uniquement au rayonnement incident. Par extension dans les parties considérant un phénomène perturbateur, x^{ILL} est la grandeur <i>idéale</i> , non affectée par ce phénomène
x^0	Grandeur associée à un corps noir
x^{OBS}	Grandeur obtenue sans illumination du détecteur
x^{SAT}	Grandeur liée à la saturation du détecteur
x^{SMEAR}	Grandeur causée par le smearing
x_f	Grandeur associée au filtre
x_o	Grandeur associée à l'optique
$x_{(u,v)}$	Grandeur associée au pixel (u, v) en particulier
$x_{(v)}$	Grandeur associée à la colonne v
x_{sym}	Grandeur associée au pixel symétrique (central)
$E[x]$	Espérance mathématique de la variable aléatoire x [x] ou moyenne de x sur une population de mesures
\hat{x}	Estimé de la grandeur x via un modèle [x]
$\hat{x}_P(y)$	Estimé de x connaissant y , le modèle étant paramétré par P
\bar{x}	Moyenne spatiale de x sur plusieurs pixels
$\ x\ _2$	Norme euclidienne de x
$\ x\ _\infty$	Norme infinie de x
$[a; b]$	Intervalle de valeurs réelles
$\llbracket a; b \rrbracket$	Intervalle de valeurs entières

TAB. 3: Autres notations

ADU	Arbitrary Digital Unit. Voir NG
CAN	Convertisseur Analogique Numérique
FoL	Field of Linearity (<i>Domaine de linéarité</i>)
FPN	Fixed Pattern Noise
FTM	Fonction de Transfert de Modulation
NETD	Noise Equivalent Temperature Difference [K] (<i>Différence de Température Équivalente au Bruit</i>)
NG	Niveau de Gris. Cette dénomination orientée « image » est préférée aux ADU (unités arbitraires numériques, ou Arbitrary Digital Units), plus orientées « détecteur ».
NIR	Near Infrared spectral Range (<i>Proche InfraRouge</i>). Typiquement 700 – 1100 nm
NUC	Non Uniformity Correction (<i>Correction des non uniformités</i>)
PRNU	PhotoResponse Non Uniformity
SPF	SuperPlastic Forming (<i>Formage super plastique</i>)

TAB. 4: Sigles utilisés dans ce document. Les sigles anglais sont préférés car ce sont les plus usités. Quand l'équivalent français existe, il est précisé entre parenthèses.

Introduction générale

Le Centre de Recherche sur les Outillages, les Matériaux et les Procédés (CROMeP) étudie de nombreuses problématiques concernant les outillages de mise en forme. Parmi celles-ci, différents travaux concernent le formage super plastique (SPF) [Baleix 99, Branza 05, Gao 05, Martinier 05, Nazaret 05]. Dans ce procédé, le moule subit des successions de cycles thermiques, entre 400 et 1000°C, qui induisent des contraintes et amènent des détériorations prématurées (fissures, rupture, ...). Pour l'étude de prédiction de la durée de vie des moules, des mesures denses et précises de champs de températures sont nécessaires, comme indiqué ci-dessous :

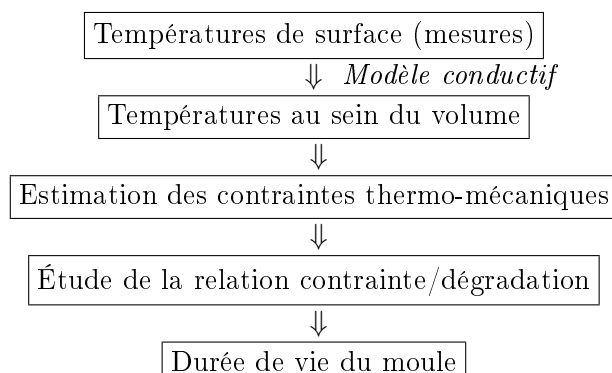


FIG. 1 – Étude de la prédiction de la durée de vie des moules

Les mesures de températures sur des matériaux à l'état de surface peu homogènes sont difficiles avec des caméras de thermographie infrarouges (voir figure 2). Pour s'affranchir des variations spatiales d'émissivité, il faut utiliser des systèmes à plus courtes longueurs d'onde. Les caméras silicium (CCD ou CMOS), traditionnellement utilisées dans le visible, sont alors des systèmes commercialisés à grande échelle et ainsi peu onéreux, qui paraissent intéressantes.

Ce type de caméras est utilisé depuis plusieurs années par l'axe « Mesure »⁴ du CROMeP dans le cadre de mesures *dimensionnelles* de précision [Orteu 00, Garcia 02]. Des mesures dimensionnelles dans le proche infrarouge

⁴Axe MODT pour Mesures Optiques Dimensionnelles et Thermiques

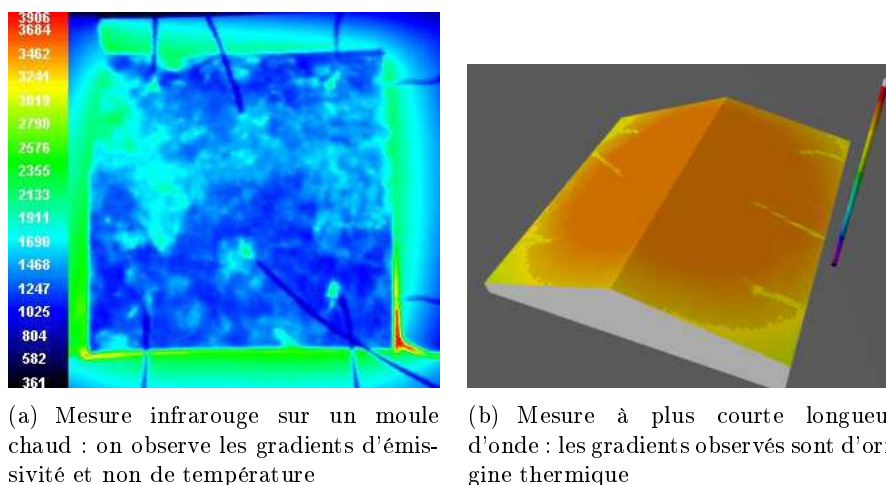


FIG. 2 – Images d'un même moule dans les gammes $8 - 12\mu\text{m}$ et $0.7 - 1.1\mu\text{m}$

[Sentenac 01], puis des problématiques de *détections couplées* de déplacement et de feu [Sentenac 02] ont été abordées. Dans cette continuité, on s'intéresse aux performances des caméras silicium en terme de *mesure de température*, en gardant à l'esprit la thématique « mesure couplée dimensionnelle/thermique ».

Cette thèse apporte ainsi des éléments de réponse aux deux questions suivantes :

- *Comment améliorer les performances des caméras silicium en terme de mesure de température ?*
- *Quelles sont les performances obtenues par de tels systèmes ?*

De tels travaux nécessitent une bonne compréhension du fonctionnement interne de la caméra. Aussi le laboratoire de Conception d'Imageurs Matriciels Intégrés (CIMI) co-encadre cette thèse. Son expertise dans la conception de détecteurs CMOS, ainsi que ses moyens de caractérisation spécifiques, permettent d'expliquer le comportement du capteur en s'appuyant sur sa structure.

Plusieurs équipes ont étudié les caméras silicium pour mesurer des températures : [Chen 92, Chen 93] réalisent des mesures dans des fours de combustion ; [Moreau 96, Guilhem 05] étudient le Tore Supra ; on peut également citer [Zauner 04a, Zauner 04b], ou encore [Meriaudeau 95, Meriaudeau 96, Saunders 96, Moore 98, Campos 00, Sentenac 03].

Nous nous distinguons de leurs études en nous focalisant sur la modélisation radiométrique des caméras silicium.

Nous étudions tout d'abord les propriétés de la loi de Planck dans le do-

maine d'absorption du silicium, afin de définir la forme d'un modèle adapté à ce détecteur. **Cette première étude nous amène à proposer un nouveau modèle, précis sur une large gamme de températures** (moins d'un degré d'erreur sur une gamme $400 - 1000^{\circ}C$), **dont le jeu de paramètres est indépendant du temps d'intégration utilisé.** On peut alors contrôler ce paramètre en cours de suivi, afin d'optimiser les performances du système à tout instant. *Cette étude s'accompagne d'une réflexion sur l'identification des paramètres d'étalonnage, fournissant une méthode d'étalonnage rapide et efficace.*

Nous considérons ensuite les imperfections (d'un point de vue mesure thermique) de ces caméras non dédiées. Une analyse propre à chacun des phénomènes permet de définir l'influence et éventuellement la correction à apporter à chaque phénomène, en situation d'étalonnage comme en situation de mesure. Cette étude contribue à améliorer et déterminer les performances des caméras silicium, et permet de comparer les technologies CCD et CMOS (définition de situations favorables, limitations, perspectives suite aux évolutions technologiques).

Finalement, une première application de mesures couplées dimensionnelles/thermiques est présentée, utilisant un unique système basé sur une paire de caméras silicium. Cette application montre l'intérêt de telles mesures mono-systèmes, notamment grâce à la fusion de données dimensionnelles/thermiques qui est dans ce cas intrinsèque.

Chapitre 1

Mesure de températures par caméra

Pour réaliser des mesures de *champs* de températures, il convient d'utiliser des techniques sans contact. Elles présentent différents avantages : pas de perturbation de la surface observée, possibilité de mesure sur des objets très petits, fragiles, dangereux ou de température très élevée, grande vitesse de réponse. Les principaux inconvénients de ces mesures sont qu'elles ne fournissent qu'une température apparente (en première utilisation), et que les caméras de thermographie restent fragiles et chères [Cabannes 96], comparées aux caméras silicium.

Les caméras équipées de détecteurs en silicium, habituellement utilisées dans le visible, présentent l'avantage d'être moins chères, et de bénéficier de meilleures résolutions spatiales. Elles sont donc un bon candidat à la mesure de champs de températures [Zauner 04a]. Toutefois comme elles ne sont pas dédiées aux mesures de températures, il convient de s'interroger sur la bonne méthode permettant d'atteindre des performances élevées.

Dans la première partie de ce chapitre, nous montrons que pour réaliser des mesures précises avec des caméras, il convient d'étudier à la fois les conditions de mesures et le système. Pour maîtriser les conditions de mesure, il est nécessaire d'introduire les lois du rayonnement (§2), et de décrire l'ensemble de la chaîne radiométrique (§3). La connaissance du système de mesure passe par une phase d'étalonnage. Nous décrivons et comparons différentes approches dans la section §4, afin de justifier notre choix.

1 De l'image à la mesure

1.1 L'image, représentation de grandeurs multiples

Une image est une importante source d'informations sur la scène tridimensionnelle qu'elle représente. L'intensité de chaque pixel est liée à l'éclai-

rement de la surface observée, mais aussi à sa réflectance, son orientation. . . ou encore sa température. Réaliser la mesure d'une de ces grandeurs suppose donc [Horn 77] :

- que les conditions de mesure permettent de lier le flux reçu par le capteur à la grandeur d'intérêt.
- que la connaissance du système de mesure soit suffisante pour lier le flux incident à l'intensité du pixel (signal de sortie).

Dans le cadre de mesures dimensionnelles par caméras silicium standard, on remplit ces deux conditions. On sait définir les conditions d'éclairage de la scène et les propriétés de réflexion de l'objet, ainsi que modéliser finement la formation de l'image, afin d'obtenir des mesures dimensionnelles précises [Orteu 00, Garcia 02].

On retrouve ces deux domaines d'étude lorsqu'on souhaite utiliser des caméras silicium standard pour mesurer des températures.

1.2 L'image, représentation de grandeurs thermiques

En effet, la mesure de température sans contact est une mesure indirecte, comme indiqué sur le schéma 1.1.

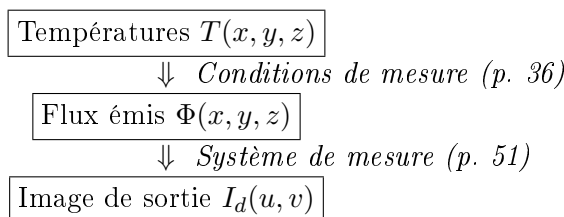


FIG. 1.1 – Mesure de températures sans contact : principe

Ces deux étapes sont régies par des effets bien différents¹ :

1. **Conversion température-flux** : Elle est représentée par la loi de Planck (que nous introduirons en section §2.3) et la prise en compte des différents facteurs d'influence (émissivité du matériau, réflexions). Ce sont les *conditions de mesures*, propriétés du matériau observé et environnement, qui déterminent la simplicité de la relation température-flux.
2. **Conversion flux-signal de sortie** : Elle concerne la modélisation du système de mesure, composé d'un filtre, de son objectif, de la caméra et du bus de communication. C'est ici qu'interviennent la technologie utilisée et le détecteur en silicium.

L'attention à porter à chacune de ces deux phases dépend de ce qu'on attend du système, comme indiqué ci-dessous.

¹Elles sont indépendantes lorsque le corps observé est gris sur la gamme spectrale de mesure.

1.2.1 Le repérage d'une température sur un procédé

Si les conditions de mesure comme le système sont invariants, il est possible d'utiliser directement l'image pour repérer une température. C'est suffisant pour contrôler la stabilité d'une température ou déterminer la fin d'un chauffage jusqu'à une température préalablement repérée.

Le repérage de température est donc facile à mettre en œuvre, mais limité quant à ces applications, puisqu'on ne peut repérer qu'un nombre restreint de températures, uniquement sur un procédé donné. Cette application n'est pas à proprement parlé de la mesure.

1.2.2 L'imagerie thermique

En décrivant de manière plus précise le système, on accède à l'imagerie thermique. L'imagerie thermique est la représentation *non quantitative* de champs de température. On parle de champs de **températures apparentes**. La plupart du temps le système est étalonné (i.e. la relation flux-signal de sortie est connue), mais ce flux est converti en température (apparente) sans se préoccuper des conditions réelles de mesure. Ceci est suffisant pour la surveillance, la détection de défauts par exemple, ou la reconnaissance de forme. D'un point de vue mathématique, il suffit pour réaliser de l'imagerie thermique que le signal de sortie soit une fonction monotone de la température observée (voir l'annexe A).

1.2.3 La mesure de champs de températures

Enfin, pour réaliser des mesures de températures, il est nécessaire de connaître les conditions de mesure *et* le système de mesure. Il faut aussi associer aux valeurs de températures annoncées une incertitude réaliste (voir [Fabre 06], §1.1.4). Par degré croissant de complexité, on mesure :

1. des flux issus d'un élément, puis des flux émis par cet élément, (voir distinction dans l'annexe B),
2. des différences (spatiales ou temporelles) de températures,
3. des températures absolues.

Ces mesures permettent d'accéder à des grandeurs telles que conductivités thermiques, coefficients d'échange, contrainte thermo-mécanique.

1.3 Conclusion : méthode de mesures par caméra

Nous nous proposons de réaliser la *mesure* de champs de température avec des caméras silicium standard. Ceci suppose :

1. de bien modéliser la scène, ce qui permet de lier ses caractéristiques géométriques et thermiques aux flux reçus par chaque détecteur. Pour

ce faire, nous introduisons les lois du rayonnement dans la section suivante, puis nous décrivons la chaîne d'acquisition en section §3.

2. de bien modéliser le système, pour lier ces flux à l'image de sortie. Ceci passe par un étalonnage adéquat, procédure que nous décrivons dans la section §4.

2 Le rayonnement thermique

Dans cette section, nous présentons l'origine et les lois du rayonnement. L'objectif est de définir les appellations utilisées dans ce document, et d'introduire les éléments scientifiques nécessaires à la présente étude. Ces éléments introduisent notamment la section §1.2, page 55, qui mettra en évidence les spécificités du rayonnement thermique dans la gamme spectrale d'absorption du silicium.

Planck a étudié le rayonnement thermique émis par une cavité fermée en équilibre thermique avec un thermostat, cavité appelée **corps noir**. En 1901, il a établi la **loi de Planck**, qui exprime la densité spectrale d'énergie électromagnétique d'un corps noir de température T , qui est aussi la densité maximale émise par un corps réel. C'est l'équation fondamentale du rayonnement.

2.1 Caractéristiques générales des grandeurs radiatives

Voici les termes utilisés dans ce document, basés sur [Desvignes 92], ainsi que sur l'ouvrage [Martinet 81], §I.6 pour les appellations de type spectral. La Commission Internationale de l'Éclairage² tente de normaliser les dénominations.

2.1.1 Types de grandeurs radiatives

Grandeur monochromatique : relative au comportement à une longueur d'onde donnée λ , ou à une bande spectrale de largeur infinitésimale $d\lambda$ centrée sur λ . Les grandeurs *monochromatiques* ont le caractère d'une densité spectrale.

Grandeur spectrale : relative à une gamme de longueurs d'ondes de largeur finie $[\lambda_1; \lambda_2]$.

Grandeur totale : relative à la totalité du spectre de longueurs d'onde.

De manière générale, on indiquera comme argument d'une grandeur les paramètres dont elle dépend et dont on connaît l'influence.

²<http://www.iso.org/iso/fr/ISOonline.frontpage>

2.1.2 Types d'unités radiatives

Pour la plupart des grandeurs caractéristiques du rayonnement, il existe trois types d'unités :

Les unités lumineuses, dont l'unité fondamentale est le Candela. Ces grandeurs sont liées à la psychophysique de l'œil humain, historiquement le premier détecteur de lumière. Elles ne sont utilisées que dans le domaine visible, et sont peu adaptées à la mesure. On ne s'en sert plus que dans des domaines spécifiques comme l'optique axée sur la vision humaine ou la télévision ([Gaussorgues 89], §1.11).

Les unités énergétiques, liées au Joule.

Les unités photoniques, liées au nombre de photons. Pour des grandeurs monochromatiques, elles sont directement liées aux précédentes par la relation définissant la quantité d'énergie E d'un photon de longueur d'onde λ :

$$E = \frac{h.c}{\lambda} \quad [\text{J}] \quad (1.1)$$

Pour des grandeurs non monochromatiques, il est moins aisé de faire la conversion énergétique-photonique, puisqu'il faut faire intervenir la densité spectrale de la grandeur (ce qui nécessite de la connaître).

$$\text{Énergie} = \int \text{Densité spectrale de photons}(\lambda) \cdot \frac{h.c}{\lambda} \cdot d\lambda \quad (1.2)$$

Les détecteurs silicium considérés dans cette thèse sont des détecteurs quantiques (ils comptent les électrons) aussi nous ferons intervenir des grandeurs photoniques dans l'équation radiométrique.

On touche ici une limitation des détecteurs quantiques que nous utilisons. Ils comptent les photons reçus, mais ignorent leur densité spectrale. C'est pour cela que les équations radiométriques reposent souvent sur une hypothèse du type « ma source est grise ».

2.2 Définition des principales grandeurs radiatives

2.2.1 Le flux Φ

C'est la grandeur instantanée d'un débit de rayonnement, ou puissance instantanée rayonnée. Le flux peut quantifier un débit *émis* par une source, *transporté* par un faisceau, ou *absorbé* par un récepteur. Le flux *photonique* s'exprime en nombre de photons par seconde :

$$\Phi_{\text{photonique}} \quad [\text{photon} \cdot \text{s}^{-1}] \quad (1.3)$$

Dans le cas d'une source finie, invariante au cours du temps, le flux est l'énergie totale (pour toutes les longueurs d'onde, et dans toutes les directions) émise par cette source en une seconde :

$$\Phi_{\text{énergétique}} = \frac{dE}{dt}. \quad [\text{W}] \quad (1.4)$$

Dans un milieu homogène et non absorbant, le flux se conserve.

2.2.2 La luminance L

La luminance totale en un point P d'une surface et dans une direction PX est le flux total émis en ce point rapporté à une unité de surface orthogonale à PX et dans un angle solide Ω unitaire.

$$L = \frac{d^3\Phi}{d^2S.d\Omega} \quad [\text{photon.s}^{-1}.\text{m}^{-2}.\text{sr}^{-1}] \quad (1.5)$$

La luminance monochromatique :

$$L(\lambda) = \frac{d^4\Phi}{d^2S.d\Omega.d\lambda} \quad [\text{photon.s}^{-1}.\text{m}^{-2}.\text{sr}^{-1}.\mu\text{m}^{-1}] \quad (1.6)$$

est une grandeur importante, d'une part parce qu'elle est connue pour un corps noir (voir la loi de Planck ci-après), et d'autre part parce qu'elle se conserve lors de la propagation dans des milieux non absorbants et non émetteurs.

2.2.3 Le flux émis Φ_e

L'optique concentre sur le détecteur le flux émis Φ_e par l'élément de surface ΔS observé. Pour une longueur d'onde donnée λ , ce flux correspond à la luminance de la surface observée, intégré sur l'angle solide Ω sous lequel la surface est vue par le détecteur :

$$\Phi_e(\lambda) = \int_{\Delta S} \int_{\Omega} L(\lambda, dS, d\Omega).dS.d\Omega \quad [\text{photon.s}^{-1}] \quad (1.7)$$

Pour que la mesure soit correctement effectuée, il faut que les variations de luminance soit faibles sur la surface ΔS et dans l'angle solide Ω , ce qui permet d'écrire :

$$\Phi_e(\lambda) = \Delta S. \cos(\theta). \Delta\Omega. L(\lambda) \quad [\text{photon.s}^{-1}] \quad (1.8)$$

La luminance monochromatique est caractérisée pour un corps noir par la loi de Planck, qui permet d'établir plusieurs propriétés valides pour la plupart des corps réels. Un corps réel ne peut pas admettre une luminance monochromatique supérieure à celle du corps noir de même température.

2.3 Loi de Planck et lois dérivées

2.3.1 Le corps noir

Le corps noir est un objet capable d'absorber totalement tout rayonnement incident, quelle que soit sa longueur d'onde. D'après la première loi de Kirchhoff ([de Vriendt 92], p.44), le rayonnement d'un corps noir ne dépend que de sa température. Il est notamment indépendant de la direction d'émission.

2.3.2 La loi de Planck

La luminance monochromatique $L^0(\lambda, T)$ du corps noir est donnée par la loi de Planck :

$$L^0(\lambda, T) = \frac{C_1 \cdot \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right) - 1} \quad [\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \mu\text{m}^{-1}] \quad (1.9)$$

Cette loi est représentée pour différentes températures entre 0 et $12\mu\text{m}$ sur la figure 1.2.

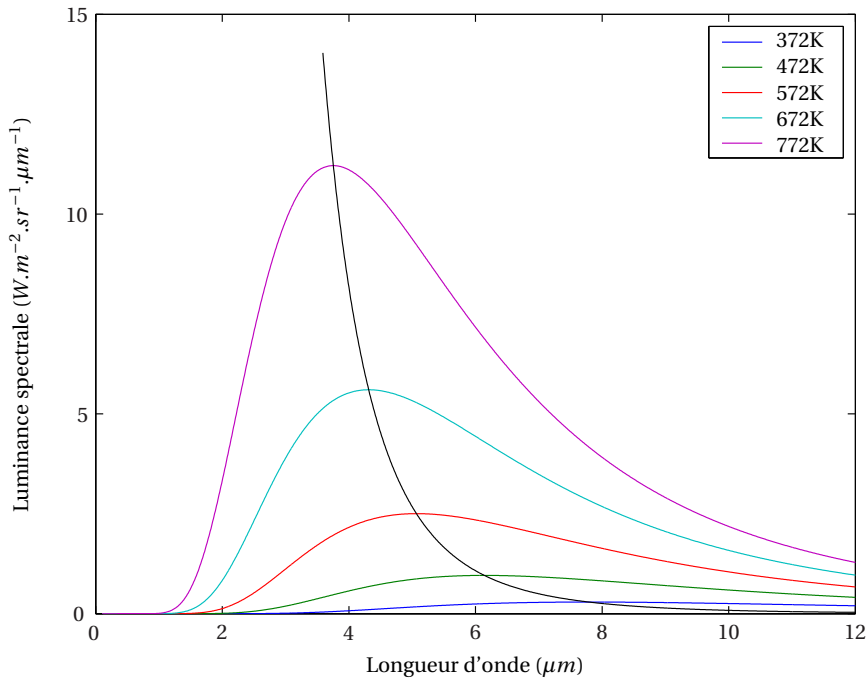


FIG. 1.2 – Loi de Planck et de déplacement de Wien

La luminance photonique s'en déduit :

$$L^0(\lambda, T) = \frac{2 \cdot c \cdot \lambda^{-4}}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right) - 1} \quad [\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \mu\text{m}^{-1}] \quad (1.10)$$

La luminance monochromatique d'un corps noir ne dépend que de sa température et de la longueur d'onde. On en déduit un certain nombre de propriétés. Certaines ont un caractère général (elles sont présentées ci-dessous) ; d'autres sont plus spécifiques à notre étude (voir §1.2, page 55).

2.3.3 La loi de Stefan-Boltzman

En intégrant la loi de Planck sur l'ensemble des longueurs d'onde ($0 \rightarrow \infty$), on calcule la luminance totale $L^0(T)$ émise par un corps noir de température T ([de Vriendt 92], pp. 79-81) :

$$L^0(T) = \frac{\sigma}{\pi} \cdot T^4 \quad [\text{W.m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1}] \quad (1.11)$$

Cette luminance totale varie rapidement et non linéairement avec la température.

2.3.4 La loi de déplacement de Wien

On peut montrer que pour toute température, la longueur d'onde λ_m correspondant au maximum de luminance monochromatique vérifie :

$$\lambda_m \cdot T = 2898 \quad [\mu\text{m.K}] \quad (1.12)$$

En réinjectant cette valeur dans la relation (1.9), on montre que la luminance spectrale maximale $L^0(\lambda_m, T)$ vérifie la seconde loi de Wien (figure 1.2) :

$$\frac{L^0(\lambda_m, T)}{T^5} = 4.09 \cdot 10^{-12} \quad [\text{W.m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \mu\text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-5}] \quad (1.13)$$

La densité spectrale de rayonnement augmente rapidement et se déplace vers les courtes longueurs d'onde lorsque la température augmente.

2.3.5 La courbe de Planck réduite

En combinant les lois de Planck et de Wien, il est possible d'exprimer la loi de Planck au moyen d'une seule courbe (figure 1.3), et non d'une infinité d'isothermes :

$$\text{En posant } \xi = \frac{\lambda}{\lambda_m}, \text{ il vient :} \quad (1.14)$$

$$\frac{L^0(\lambda, T)}{L^0(\lambda_m, T)} = \xi^{-5} \cdot \frac{\exp(C_2/C_4) - 1}{\exp\left(\frac{C_2}{C_4 \cdot \xi}\right) - 1} \quad (1.15)$$

$$\text{Avec } C_4 = \lambda_m(T) \cdot T = 2898 \mu\text{m.K}$$

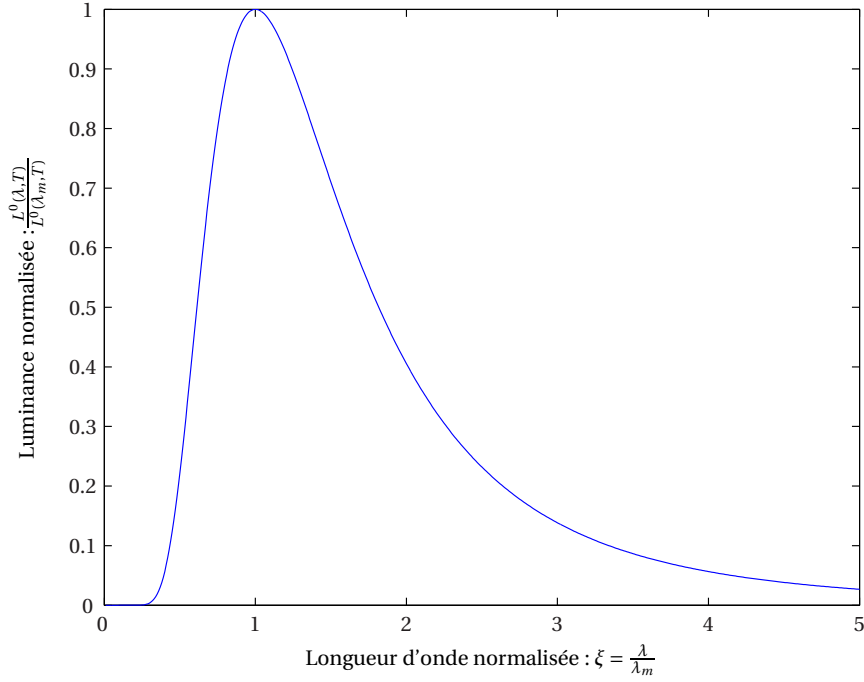


FIG. 1.3 – Courbe de Planck réduite

L'intégrale de cette fonction est tabulée³ et permet d'obtenir le pourcentage d'énergie émise entre 0 et $\lambda.T$, puis l'énergie spectrale rayonnée :

$$F_{0-\lambda.T} = \int_0^\xi \xi^{-5} \cdot \frac{\exp(C_2/C_4) - 1}{\exp\left(\frac{C_2}{C_4 \cdot \xi}\right) - 1} \cdot d\xi \quad (1.16)$$

De cette courbe on déduit qu'à toute température, 95% de l'énergie émise est comprise entre $0.5 \cdot \lambda_m$ et $5 \cdot \lambda_m$.

Elle permet également de faire des calculs rapides d'ordre de grandeurs sur des gammes spectrales (voir §1.2, page 55).

2.3.6 Approximation de Wien

La loi de Wien L_w^0 est une bonne approximation de la loi de Planck à courtes longueurs d'onde :

$$L_w^0(\lambda, T) = 2 \cdot c \cdot \lambda^{-4} \cdot \exp\left(\frac{-C_2}{\lambda \cdot T}\right) \quad [\text{photon} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \mu\text{m}^{-1}] \quad (1.17)$$

On retient généralement que :

$$\lambda \cdot T \leq 2900 \mu\text{m} \cdot \text{K} \Rightarrow \frac{L^0(\lambda, T) - L_w^0(\lambda, T)}{L^0(\lambda, T)} < 1\% \quad (1.18)$$

³Bien que moins utilisée de nos jours, où on peut calculer numériquement les relations intégrales.

Remarquons que cette condition est largement vérifiée dans notre étude : températures inférieures à $1300K$ et longueurs d'onde inférieures à $1.1\mu m$ (détecteur Silicium). L'erreur étant maximale pour $(\lambda.T)$ maximal, dans notre contexte, on a pour les grandeurs photoniques une erreur maximale atteinte pour $\lambda.T = 1.1.10^{-6}.1300m.K$, ce qui fournit en relatif :

$$\frac{L^0(\lambda, T) - L_w^0(\lambda, T)}{L^0(\lambda, T)} < 3.44.10^{-3}\%, \quad (1.19)$$

écart qui nécessite 14.8 bits pour être détecté⁴.

Dans notre contexte, avec des caméras ayant une dynamique maximale de 12 bits, l'approximation de Wien est valide. Par conséquent, les modèles s'inspirant de la loi de Wien sont considérés comme physiques (voir page 52).

3 La chaîne de mesure

Dans cette partie nous décrivons l'ensemble de la chaîne d'acquisition, des différentes sources rayonnantes au détecteur. Nous énumérons les facteurs extérieurs influençant la mesure, et comparons leur influence dans trois domaines spectraux : le proche visible propre au silicium ($0.3 - 1.1\mu m$), l'infrarouge court ($3 - 5\mu m$), et l'infrarouge long ($8 - 12\mu m$). L'équation radiométrique et les hypothèses permettant de l'obtenir sont décrites.

3.1 L'environnement

Le flux mesuré, issu d'une surface S , est la somme du flux thermique émis par S et d'un *flux réfléchi*, initialement émis par l'environnement (figure 1.4).

L'environnement est constitué de trois types de source :

Les autres éléments de surface du corps observé. Si l'objet est non convexe, ces éléments rayonnent vers S . La prise en compte de ces réflexions fait appel à la notion de radiosité (voir annexe B). Il n'y a pas d'influence spectrale de ce phénomène.

L'atmosphère. La température de l'atmosphère est bien inférieure à la température minimale de détection du silicium (quelques centaines de degrés en fonction de la configuration). Son émission n'est donc pas détectée. C'est un avantage par rapport à l'infrarouge où la température de l'atmosphère doit être prise en compte.

⁴Car $2^b = 1/3.44.10^{-5} \Rightarrow b = 14.8$

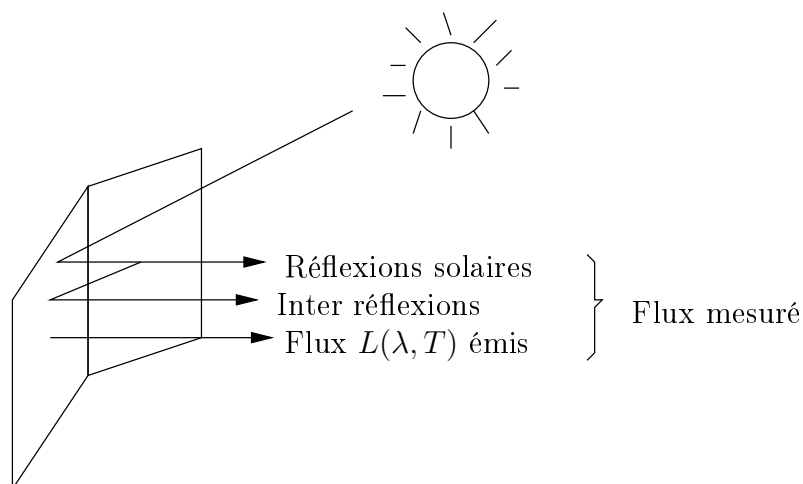


FIG. 1.4 – Flux émis et réflexions

Les autres « sources » : autres corps chauds, sources de rayonnement au sens large. Pour un corps éclairé naturellement, le soleil est l'une de ces sources. Compte-tenu de sa température de surface (environ $5800K$), sa longueur maximale d'émission est $\lambda_m \approx 500nm$. Les mesures proches du visible peuvent être perturbées par le rayonnement solaire.

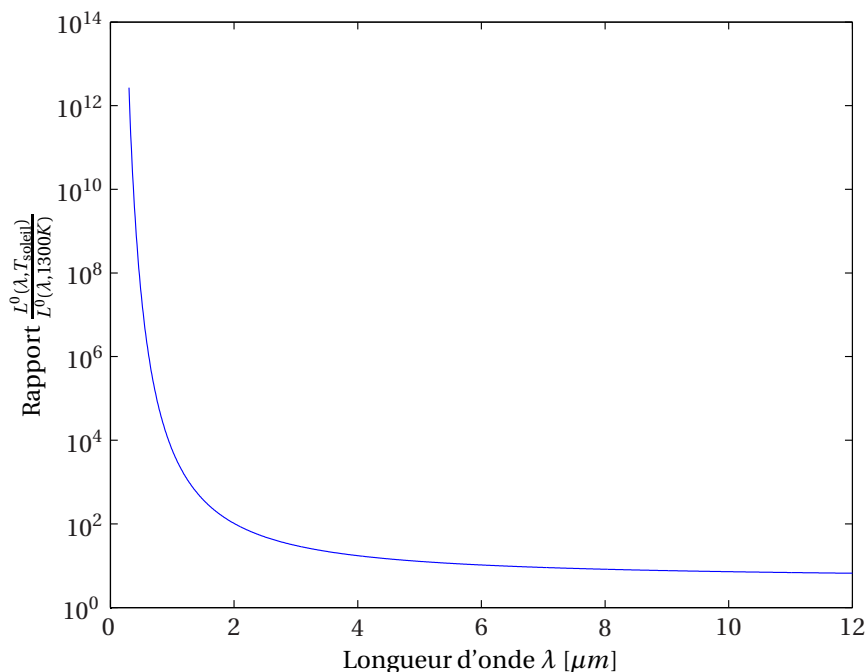


FIG. 1.5 – Influence relative $\frac{L^0(\lambda, T_{\text{soleil}})}{L^0(\lambda, 1300K)}$ du rayonnement solaire sur la mesure d'un corps noir à $1300K$, en fonction de la longueur d'onde.

La figure 1.5 représente la variation de l'influence du rayonnement solaire avec la longueur d'onde⁵. Hors bande d'absorption atmosphérique, le rayonnement solaire est plus gênant à courtes longueurs d'onde. La valeur du rapport indiqué sur la figure 1.5 doit bien sûr être pondérée par l'angle solide sous lequel la surface S voit le soleil (après réflexion), ramené à l'hémisphère total. En pratique, pour « recalcr » cette courbe, on doit mesurer le temps de saturation correspondant au rayonnement solaire, la température du corps étant inférieure à la température minimale de détection. Ceci permet alors de définir un rapport signal à bruit, afin de déterminer quand le signal émis par S est suffisant pour être significatif.

3.2 L'objet/la source

Comme nous considérons des corps opaques, il nous suffit de connaître l'émissivité du matériau pour connaître le flux qu'il émet lorsque sa surface est à une température T donnée. En effet, quelle soit totale ou monochromatique, l'émissivité est le rapport du flux émis par le corps sur le flux émis par un corps noir de même température.

Or l'émissivité varie avec de nombreux paramètres :

- la nature du matériau,
- la longueur d'onde⁶,
- son état de surface,
- la température de surface,
- la direction d'incidence.

Pour déterminer l'influence de ces paramètres, nous avons procédé à un ensemble de caractérisations que nous décrivons ci-dessous. La méthode reste générale, même si nous l'illustrons sur un matériau particulier. Notre travail étant initié par l'étude du Formage SuperPlastique (SPF), nous considérons l'alliage SP50, qui constitue certains moules SPF.

3.2.1 Influence de la longueur d'onde

Nous caractérisons notre matériau sur la gamme d'absorption du Silicium, à l'aide d'un spectromètre OceanopticsTM. Celui-ci est constitué d'une fibre optique, d'un réseau de diffraction, et d'une barrette CCD en silicium. La fibre optique oriente vers le réseau le rayonnement réfléchi par le matériau. Ce rayonnement est séparé en différentes composantes spectrales ; puis chacune est orientée vers un pixel d'une barrette silicium. Par comparaison

⁵Les bandes d'absorption atmosphériques ne sont pas prise en compte.

⁶Il est généralement admis [de Vriendt 92] que les métaux ont tendance à voir leur émissivité spectrale décroître avec la longueur d'onde, de l'ultraviolet aux infrarouges longs. C'est un point favorable à notre système, même s'il n'est pas généralisable à tous les métaux.

à un matériau « blanc » d'émissivité monochromatique connue (le Dépron), nous obtenons la figure suivante⁷.

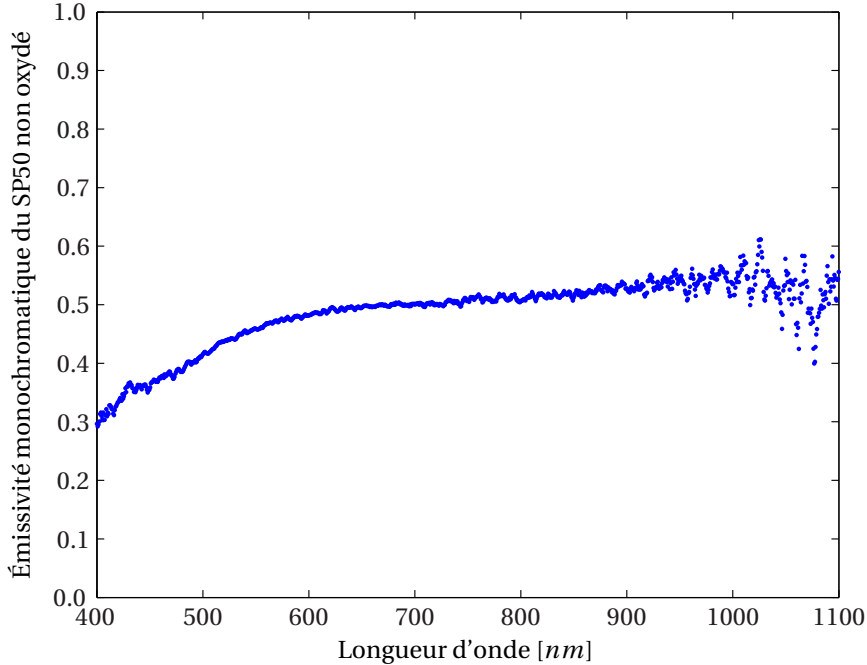


FIG. 1.6 – Émissivité monochromatique du SP50 non oxydé

L'émissivité du SP50 varie peu avec la longueur d'onde, notamment au dessus de 600nm . Nous validons l'hypothèse selon laquelle ce matériau est gris.

3.2.2 Variation et influence de l'état de surface

Nous avons imposé au SP50 plusieurs cycles de températures entre l'ambiante et 500°C environ. Pour chacun de ces cycles, nous avons évalué l'émissivité du matériau en comparant le flux reçu par notre caméra à une mesure effectuée par un thermocouple soudé en surface. Il s'avère que l'état de surface du matériau change au cours de la première chauffe. Le matériau s'oxyde, et son émissivité augmente jusqu'à 0.87. L'état de surface ne semble plus ensuite évoluer.

D'autre part, l'état de surface n'étant pas uniforme, nous évaluons l'influence des variations spatiales de l'émissivité en six points de l'objet, à l'aide de six thermocouples [Rotrou 05]. Aucune différence significative n'est à noter.

⁷Les variations rapides au dessus de 900nm sont dues au faible rendement quantique de la barrette silicium dans ce domaine, qui induit de faibles signaux mesurés et ainsi une forte incertitude.

3.2.3 Autres influences

L'influence de la température de surface sur l'émissivité a elle aussi été étudiée, en estimant l'émissivité à l'aide du thermocouple *pour chaque température*. Les variations restent inférieures à l'incertitude sur l'évaluation de l'émissivité, comme indiqué sur la figure 1.7.

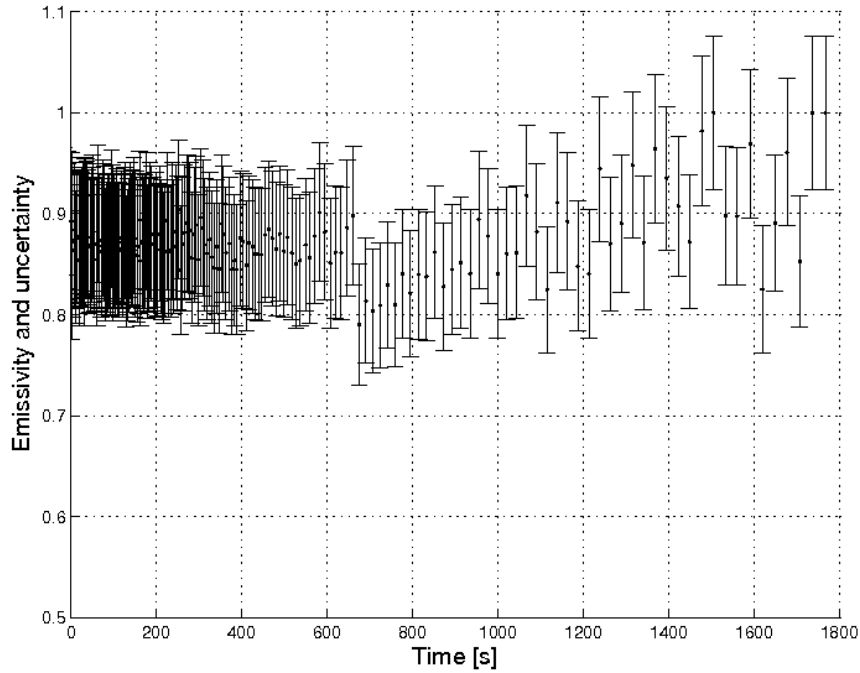


FIG. 1.7 – Variation de l'émissivité durant le refroidissement

L'influence de l'angle d'observation est évaluée comme suit : lors de la caractérisation spectrale, la fibre optique, initialement orthogonale à la surface, a été inclinée jusqu'à environ 20° . Nous n'avons pas observé de variation. L'influence de la direction d'observation, et l'erreur éventuelle qu'elle cause, sera incluse dans un critère d'évaluation de l'expérience de mesure couplée, au dernier chapitre.

3.2.4 Conclusion sur le flux émis

Nous proposons une méthode pour évaluer l'influence des différents facteurs influençant l'émissivité d'un matériau.

Pour le cas de l'alliage SP50, nous avons vérifié le caractère gris du matériau. Le flux émis est donc de la forme :

$$\Phi(\lambda, T) = \varepsilon \cdot L^0(\lambda, T), \quad (1.20)$$

avec $\varepsilon = 0.88$. L'influence de l'incertitude sur ε est évaluée à $3^\circ C$ dans le cas le plus défavorable (voir [Rotrou 05] et le dernier chapitre).

Le problème de la détermination de l'émissivité reste important en mesures sans contact, même s'il l'est moins à courtes longueurs d'ondes (domaine d'absorption du silicium).

Encart 2 : Les méthodes polychromatiques

Une autre famille de mesures visent à s'affranchir de l'émissivité : les mesures polychromatiques. Elles sont de plusieurs types :

Les mesures bichromatiques. Dans ce premier cas, on procède à deux mesures de flux dans deux gammes spectrales différentes, en supposant que l'émissivité spectrale du matériau est la même dans ces deux gammes. Ces deux mesures fournissent l'émissivité et la température. Cette méthode est couramment utilisée pour des pyromètres optiques [Cabannes 90], et a été explorée avec des caméras équipées de détecteurs silicium [Kawamura 89, Legrand 99, Huang 00, Legrand 02, Meriaudeau 03]. On mesure alors plus la répartition de densité (la « couleur ») que la quantité du rayonnement.

Pour s'affranchir de l'hypothèse « émissivité spectrale constante », **des méthodes polychromatiques** sont développées [Gardner 81, Duvaut 95, Duvaut 96, Walle 98, Dubrovinsky 99, Inagaki 00, Hernandez 05]. Elles reposent souvent sur une modélisation de la variation spectrale de l'émissivité.

Enfin on peut utiliser une autre source de mesure de température (éventuellement ponctuelle) pour évaluer l'émissivité du point. Cette double mesure peut être effectuée lors de l'étalonnage, qui inclut alors l'émissivité du matériau [Chen 93]. Ces deux premières méthodes sont directes : on évalue la température par mesure de la quantité de rayonnement émis.

Plus d'éléments sur ces différentes techniques sont disponibles dans [Cabannes 96].

3.3 Le milieu de transmission

Nous avons vu (§3.1) que l'émission atmosphérique est indétectable par le silicium. Toutefois le milieu de transmission peut modifier le rayonnement qui le traverse. La prise en compte de l'*absorption* de l'atmosphère durant les phases de d'étalonnage d'appareils de thermographie fait toujours l'objet d'études [Madding 05, Richards 05b], efficaces lorsque les hypothèses en sont vérifiées.

Dans notre cadre (épaisseurs de un à deux mètres), l'atmosphère *propre* a peu d'effets. En effet il y a peu de raies d'absorption gênantes sur des épaisseurs de quelques mètres autour du visible (figure 1.8). La seule raie

de l'eau est peu importante pour des atmosphères sèches, et sur de faibles épaisseurs.

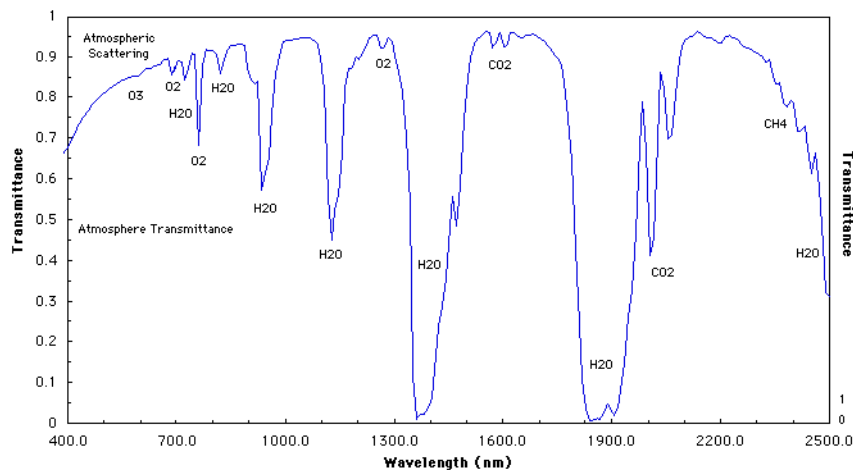


FIG. 1.8 – Absorptivité monochromatique de l’atmosphère

La mesure devient réellement délicate dès que le milieu admet des propriétés de diffusion non nulles, ce qui arrive s’il contient des fumées, brouillard, ou si l’épaisseur d’observation est importante. Les tentatives de modélisations de tels milieux (Rayleigh, Mie) restent délicates à appliquer dans des contextes de mesure [Cojan 95, POV-Team 06]. Dans d’autres contextes, les codes de calculs MODTRAN [Adler-Golden 99, Berk 99], et la base de données HITRAN [Rothman 96] sont dédiés à la modélisation de la transmission atmosphérique.

Nous considérons des atmosphères « propres », d’épaisseur inférieure à deux mètres. Aussi nous admettons que l’atmosphère est transparente et n’a pas d’influence sur la mesure de température.

L’influence sur les mesures dimensionnelles de précision sera évoquée lors des mesures couplées du chapitre 4.

3.4 L’objectif

L’objectif sert à focaliser le rayonnement issu d’un angle solide sur le pixel, et à augmenter la sensibilité du système selon son ouverture.

Les principaux problèmes qu’elle pose sont le vignettage (atténuation du rayonnement lorsqu’on s’éloigne du centre de l’image [Tarel 95, Tarel 96]), et les aberrations chromatiques si la bande spectrale utilisée est le proche infrarouge ou le proche ultraviolet.

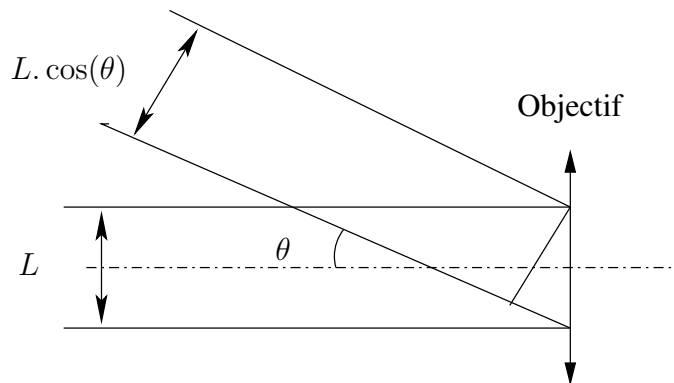


FIG. 1.9 – Angle solide et objectif

L'optique du système intervient dans l'équation radiométrique comme un gain dû à son grandissement. Mais elle fait également apparaître de premiers phénomènes perturbateurs.

3.5 Détecteurs et technologies

Terminons cette description de la chaîne radiométrique par le détecteur. Dans cette thèse, nous considérons des matrices de détecteurs en Silicium, équipant des caméras « bas-coût ». Positionnons les par rapport aux autres détecteurs utilisés pour faire de la mesure de températures.

Deux types de détecteurs permettent d'effectuer des mesures de température sans contact [Pajani 01] :

Les détecteurs thermiques s'échauffent sous l'effet du rayonnement reçu.

Cet échauffement fait varier une des propriétés physiques du détecteur, cette variation permettant de remonter au rayonnement reçu. Dans cette gamme de détecteurs, ce sont les matrices microbolométriques qui semblent les plus prometteuses. Les technologies non refroidies, plus pratiques (quoique probablement moins fiables) tendent à se généraliser. Toutefois il reste des efforts à faire pour stabiliser la filière technologiques et obtenir des matrices peu bruitées et homogènes.

Les détecteurs quantiques absorbent les photons incidents qui créent des paires électrons-trous si leur énergie est suffisante (supérieure à l'énergie de gap du matériau constituant le détecteur). La longueur d'onde correspondante (1.1) est appelée longueur d'onde de coupure λ_c (environ $1.1\mu m$ pour le silicium). Les principaux matériaux utilisés sont résumés dans le tableau 1.1, extrait de [Pajani 01]. T_{fonc} est la température de fonctionnement du détecteur.

Composé	$\lambda_c [\mu m]$	$T_{\text{fonc}} [K]$
Silicium Si	1.1	ambiante
Germanium Ge	1.8	ambiante
Indium Arsenide Gallium InAsGa	1.7	ambiante
Platine Silicium PtSi	5	77
Antimoniure d'Indium InSb	5.5	77
Mercure Cadmium Telluride $Hg_{(1-x)}Cd_xTe$	1 à 14 selon x	50 à 200

TAB. 1.1 – Composés utilisés pour les détecteurs quantiques

Dernièrement des détecteurs VisGaAs sont apparus⁸, avec des bandes passantes élargies 400 – 1700nm.

L'utilisation de détecteurs silicium est intéressante pour son coût, son absence de refroidissement, sa faible sensibilité à l'émissivité du matériau et sa résolution spatiale ; cette dernière **permet d'envisager des mesures couplées dimensionnelles/thermiques avec une seule instrumentation.**

Les avancées technologiques dans le domaine de la mesure de température sont rapides. Ainsi les caméras microbolométriques sont de plus en plus souvent non refroidies, et on voit apparaître les premières matrices infrarouges méga-pixels [Sofradir 06].

Une étude comparative des performances thermiques de ces différents systèmes serait délicate mais riche d'enseignement. Il serait également intéressant de tester l'approche de la modélisation proposée dans cette thèse⁹ sur des systèmes de thermographie usuels (infrarouges).

Parmi les caméras silicium, précisons qu'il existe deux types de matrices : les CCD et les CMOS¹⁰. Elles se distinguent principalement par leur système de lecture. Les premières procèdent à un transfert des charges au sein de la matrices vers une unique capacité, alors que les CMOS convertissent les charges en tensions directement pour chaque pixel. Ces quelques différences nous permettront de dresser un comparatif de ces deux technologies (et de leurs évolutions) dans le cadre de mesures thermiques.

Notons enfin que ces caméras admettent couramment un réglage logiciel du temps d'intégration, ce qui permet d'adapter rapidement sa dynamique, sans modifier l'optique ni la position de la caméra. Nous ferons un usage permanent de cette possibilité, qui influencera même la modélisation du système, au chapitre 2.

⁸www.indigosystems.com

⁹L'introduction de la longueur d'onde effective étendue, le paramétrage par un unique jeu de coefficients, et l'étude indépendante des phénomènes perturbateurs.

¹⁰L'encart 3 présente les modèles de caméras utilisés durant cette thèse.

Dans la suite du document, nous faisons intervenir le temps d'intégration t_i , éventuellement en supposant la photo-réponse du détecteur linéaire.

Encart 3 : Matériel utilisé et logiciel développé

Les modèles de caméras silicium utilisées dans cette thèse sont les suivants :

CCD : Sony XCD-SX900 (8 bits) et XCD-SX910 (10 bits), ainsi que la Prosilica EC1380 (12 bits).

CMOS : Procilica CV1280 (10 bits).

Ces caméras proposent une interface standard IEEE 1394 (FirewireTM). Nous les commandons sous Unix, via un logiciel développé durant la thèse, en C++ sous Qt. Ce logiciel permet le contrôle simultané de plusieurs caméras. Il sert tant à notre étude qu'à des mesures intégrant nos modèles.

3.6 Le radiomètre simplifié

3.6.1 L'équation radiométrique

La description de la chaîne de mesure permet d'établir les équations radiométriques générales. Il convient généralement de simplifier ces équations pour pouvoir les utiliser (voir [Cabannes 96], §2.3.1 ou [Pajani 85], §3.2.3). Dans notre cadre (étude de moule opaque en SP50), l'équation se ramène aux deux termes suivants :

$$I_d = t_i \cdot \left(\underbrace{\varepsilon \cdot \int W(\lambda) \cdot L^0(\lambda, T) \cdot d\lambda}_{\text{Émission thermique}} + \underbrace{(1 - \varepsilon) \cdot \int W(\lambda) \cdot \Phi_{\text{reçu}}(\lambda) \cdot d\lambda}_{\text{Réflexion}} \right), \quad (1.21)$$

où $W(\lambda)$ est la réponse spectrale du système, intégrant le grandissement de l'optique.

Si la mesure est effectuée en obscurité, sans autre sources d'énergie, le terme $\Phi_{\text{reçu}}$ se limite aux flux reçus des autres parties de l'objet. Si l'objet est convexe, ce terme est nul.

De manière plus générale, on peut comparer, en fonction du domaine spectral, l'influence des différents composants de $\Phi_{\text{reçu}}$ (voir tableau 1.2).

3.7 Conclusion : comment modéliser la chaîne

Pour utiliser l'équation radiométrique (1.21), trois éléments sont nécessaires :

Flux	Proche visible	InfraRouge
émis par d'autres éléments de l'objet	Comportements comparables	
émis par l'air	Négligeable	Nécessite une correction
émis par les autres sources (soleil, ...)	Nécessite une correction. Peut devenir le terme prépondérant.	Nécessite une correction, suffisante si les sources chaudes sont connues.

TAB. 1.2 – Influence du rayonnement secondaire dans le visible et l'infrarouge

- 1. Maîtriser la situation de mesure**, c'est-à-dire l'ensemble du rayonnement extérieur. Nous avons pour cela étudié les propriétés d'émission du matériau SP50, et nous avons montré que le terme de réflexion pouvait se simplifier dans un contexte de laboratoire.
- 2. Modéliser le système** au travers de sa courbe d'étalonnage. Celle-ci peut correspondre directement au terme d'émission, ou se ramener à un corps noir et à $I_d = t_i \cdot \int W(\lambda) \cdot L^0(\lambda, T) \cdot d\lambda$. Cette étape est largement étudiée dans la section et le chapitre suivants.
- 3. Prendre en compte les phénomènes perturbateurs**, propres au système et à ses imperfections. Nous reviendrons sur ce point au chapitre 3.

L'utilisation de caméras silicium standard étant inhabituelle pour la mesure de température, c'est l'étude du système (items 2 et 3) qui constitue l'essentiel du présent travail.

4 Différents types d'étalonnage

Nous introduisons ici les trois familles de méthodes d'étalonnage, afin de montrer que seule la dernière peut être fructueuse (facile à mettre en œuvre, et riche d'information sur le système) pour notre étude.

4.1 Fonction d'étalonnage

Le système est utilisable si les termes de la forme $\int W(\lambda) \cdot L^0(\lambda, T) \cdot d\lambda$ sont connus. Aussi on étalonne un système de thermographie en déterminant la fonction d'étalonnage, relation entre le signal de sortie de la caméra, et la

température T du corps noir¹¹ qui génère ce signal :

$$I_d(T) = \int W(\lambda).L^0(\lambda, T).d\lambda \quad (1.22)$$

La situation d'étalonnage établissant cette relation doit être générale, ou *a minima* représentative de la situation de mesure [Campos 00].

On établit usuellement une relation d'étalonnage pour chaque configuration donnée¹² de la caméra.

Les différentes méthodes pour établir cette relation d'étalonnage sont détaillées ci-dessous.

4.2 Établissement d'une table de valeurs

Il s'agit de considérer un ensemble de valeurs de référence $(I_d, T)_{k \in \llbracket 1; K \rrbracket}$, qu'on interpole ensuite pour toute température (les extrapolations étant généralement à éviter).

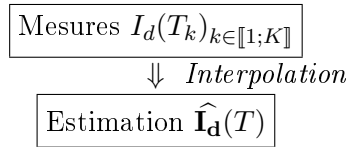


FIG. 1.10 – Étalonnage par table de valeurs

Ces méthodes d'étalonnage ne sont pas très pratiques de par le grand nombre de points qu'elles nécessitent, ni très commodes à utiliser [Papini 94]. De plus il n'est jamais simple de déterminer le nombre de points K à utiliser, puisqu'en l'absence de modèle on ignore le comportement de la relation $I_d(T)$ entre les points d'étalonnage déjà relevés. Pour notre problème, ces effets sont accentués :

- de par le grand nombre de configurations (nombreux temps d'intégration¹³) de caméras à étalonner, chacune nécessitant un tableau de valeurs,
- et de par la « forme » non linéaire de la relation d'étalonnage (qui sera démontrée en §1.2.4, page 62), qui sans modèle ne peut s'interpoler simplement.

Il existe deux autres catégories d'étalonnage permettant d'obtenir la relation $I_d(T)$ d'un système [Saunders 97].

¹¹ou température *apparente* d'un corps réel générant le même signal.

¹²diaphragme, filtre, temps d'intégration.

¹³L'un des modèles de caméras que nous utilisons, la XCD-SX910 de chez Sony, admet **1147 temps d'intégration différents**, de $9\mu\text{s}$ à 16s.

4.3 Étalonnage connaissant la réponse spectrale du système

Un premier moyen consiste à mesurer la réponse spectrale $W(\lambda)$ du système. On calcule alors numériquement et directement $I_d(T)$ via la relation (1.22) : $I_d(T) = t_i \cdot \int W(\lambda) \cdot L^0(\lambda, T) \cdot d\lambda$.

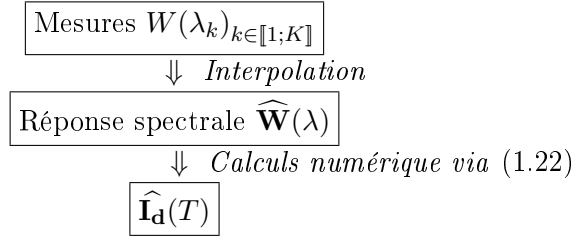


FIG. 1.11 – Étalonnage connaissant $W(\lambda)$

On peut également, à partir de $W(\lambda)$, effectuer le calcul numérique d’une grandeur intermédiaire λ_T . Cette méthode est détaillée dans le chapitre suivant.

Ce type d’étalonnage nécessite la connaissance de la linéarité de la photoréponse du détecteur (validant la relation (1.22)) et surtout la mesure de la réponse spectrale $W(\lambda)$ du système. Cette dernière est l’aspect le plus difficile, le plus long, et le plus onéreux de l’étalonnage [Saunders 97]. D’autre part cette méthode est faussement simple : il convient en effet d’interpoler la fonction $W(\lambda)$, mais aussi la fonction $\widehat{I}_d(T)$, car on ne peut refaire le calcul numérique à partir de $W(\lambda)$ pour toutes les températures.

Ces méthodes sont ainsi peu utilisées, et d’autres méthodes, sans connaissance de $W(\lambda)$, ont été mises en œuvre.

4.4 Étalonnage sans connaissance de $W(\lambda)$

Cette autre famille de techniques d’étalonnage présente deux différences :

1. La mesure de $W(\lambda)$ est remplacée par la mesure de K points de référence $(I_d, T)_{k \in [1;K]}$.
2. L’équation de référence (1.22) est remplacée par un **modèle radiométrique paramétré** $\widehat{I}_{dP}(T)$, dont les paramètres $P \in \mathbb{R}^n$ sont estimés par minimisation au sens des moindres carrés entre les points de références et ceux fournis par le modèle.

Un intérêt du modèle analytique (s’il est précis) est qu’il permet de calculer analytiquement des propriétés du système (sensibilité, gamme de température accessible dans une configuration, ...).

Les notions de **longueur d’onde effective**¹⁴ λ_0 sont alors intéressantes. Elles permettent tout d’abord de se ramener à des modèles de la forme

¹⁴Nous verrons dans le chapitre suivant qu’il existe différentes définitions de ce type de grandeurs. Nous les notons de manière générique λ_0 .

suivante, permettant de se ramener à un modèle paramétré :

$$\widehat{\mathbf{I}}_{\mathbf{d}}(T) = K.W(\lambda_0).L^0(\lambda_0, T) \quad (1.23)$$

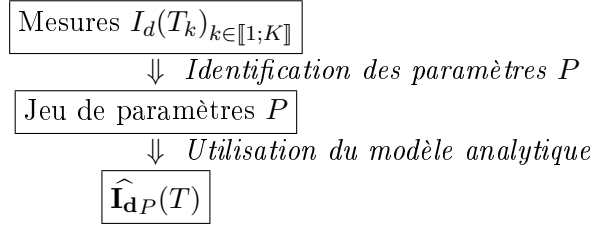


FIG. 1.12 – Étalonnage sans connaissance de $W(\lambda)$

On s'affranchit parfois du facteur K en considérant des rapports de la forme suivante, dans laquelle $T_{\text{réf}}$ est une température de référence (par exemple le point de fusion de l'or, de l'argent ou du cuivre) [Kostkowski 62] :

$$\frac{\widehat{\mathbf{I}}_{\mathbf{d}}(T)}{I_d(T_{\text{réf}})} = \frac{L^0(\lambda_0, T)}{L^0(\lambda_0, T_{\text{réf}})} \quad (1.24)$$

Dans (1.23), le terme $W(\lambda_0)$ est alors une constante qui peut être intégrée dans le coefficient K . Par l'explicitation de la fonction $L^0(\lambda_0, T)$, on trouve alors un modèle de la forme :

$$\widehat{\mathbf{I}}_{\mathbf{d}}(T) = K.W(\lambda_0) \cdot \frac{2.c}{\lambda_0^4 \cdot (\exp(\frac{C_2}{\lambda_0.T}) - 1)} \quad (1.25)$$

qui est un modèle à deux paramètres (A, B) :

$$\widehat{\mathbf{I}}_{\mathbf{d}(A,B)}(T) = \frac{A}{\exp(\frac{B}{T}) - 1} \quad (1.26)$$

avec $A = 2.c.K.W(\lambda_0)/\lambda_0^4$ et $B = C_2/\lambda_0$.

D'un point de vue mathématique, ces modèles ne sont que des approximations, générant peu d'erreurs pour des filtres $W(\lambda)$ étroits¹⁵, et pour des intervalles de température peu larges. Mais qu'en est-il dans notre cadre ? Quels sont les différentes notions de longueurs d'onde effectives existantes ? Et dans notre contexte, quels sont les écarts entre la réalité fournie par la relation (1.22) et les modèles (1.23) ou (1.24) ?

¹⁵ Usuellement on parle de pyrométrie « bande étroite » pour une bande passante $\Delta\lambda$ inférieure à $20nm$, et de « bande très étroite » pour $\Delta\lambda$ inférieure à $5nm$. Nous travaillons généralement sur des bandes plus larges, supérieures à $300nm$. Les gammes de températures ne sont pas non plus les mêmes. La plupart des documents cités se rapportent à des températures supérieures à $1063^\circ C$.

5 Conclusion

Nous nous proposons de réaliser des mesures de températures avec une caméra silicium bas-coût¹⁶. De plus nous souhaitons utiliser des modèles radiométriques pouvant être caractérisés **sans connaissance de la réponse spectrale du système**, afin d'obtenir des étalonnages simples et si possibles rapides.

Pour que de telles méthodes fonctionnent, il faut que le modèle choisi soit adapté au problème, et que l'identification de ses paramètres soit possible et juste. Ces problèmes font l'objet du chapitre suivant. Nous réfléchissons également aux choix et au nombre de températures de référence à considérer.

Notre étude va mettre en exergue le fait suivant : le choix d'un modèle adapté, couplé à une procédure pertinente d'identification des paramètres, permet d'établir une courbe d'étalonnage précise et valable **pour toutes les configurations** (temps d'intégration) et sur une gamme $300 - 1000^{\circ}C$, **avec seulement trois à quatre températures de référence**.

La procédure d'étalonnage devient alors considérablement plus rapide (gains de temps mais aussi de coût), tout en étant plus fiable.

Il est toutefois nécessaire que les mesures de référence soient justes, et qu'elles se ramènent malgré les imperfections du système à la relation de référence (1.22). La prise en compte de ces phénomènes perturbateurs fait l'objet du chapitre 3.

Quels sont les modèles radiométriques utilisés pour les caméras silicium ? Et comment sont-ils utilisés en pratique ? Telles sont les questions auxquelles nous répondons dans le chapitre suivant.

¹⁶Notre travail de modélisation et d'identification des paramètres est aussi utile pour des mesures polychromatiques utilisant deux caméras de réponse spectral $W(\lambda)$ différentes, le problème de lier le signal de sortie à un flux d'entrée de manière simple et précise restant le même.

Chapitre 2

Modélisation radiométrique de caméras silicium

Nous proposons dans ce chapitre un modèle radiométrique dédié aux caméras dont les détecteurs sont en silicium. L'objectif est de déterminer un modèle analytique paramétré liant le signal de sortie I_d à la température T du corps noir ayant généré ce signal, pour un système dont la gamme d'absorption est incluse dans l'intervalle $[300; 1100\text{nm}]$.

Nous nous plaçons dans ce chapitre en situation idéale : le corps observé est noir. L'atmosphère est transparente. Chaque détecteur de la matrice admet une photo-réponse linéaire. Son signal est indépendant de ceux des autres détecteurs et tous les détecteurs ont un comportement identique. Pour obtenir de tels signaux de référence, la connaissance de la réponse spectrale $W(\lambda)$ du système est suffisante (voir §1.1.2).

Le comportement réel de la matrice est étudié au chapitre suivant.

Enfin, pour des raisons qui apparaîtront au cours de ce chapitre, on cherche un modèle valide sur toute la gamme $300 - 1000^\circ\text{C}$ (erreur maximale attendue de l'ordre du degré).

1 Analyse des modèles radiométriques usuels

Dans cette partie, nous analysons les modèles radiométriques utilisés avec des détecteurs silicium. Le modèle dit « infrarouge » et le modèle polynomial utilisé par [White 96], bien qu'utilisés avec d'autres détecteurs, complètent l'étude.

Nous choisissons une méthode de comparaison de ces modèles, dans le contexte suivant : $\lambda \in [300; 1100\text{nm}]$ et $T \in [300; 1000^\circ\text{C}]$.

1.1 Méthodologie et critères d'évaluation

1.1.1 Critères d'évaluation

Voici les critères d'évaluation que nous considérons, en les explicitant ci-après. On les retrouve dans la publication [Saunders 04] :

1. Le modèle est basé sur des principes physiques.
2. Il admet peu de paramètres.
3. Ses paramètres sont liés à la physique du système de mesure.
4. Le modèle $I_d(T)$ est inversible.
5. Il est précis sur la gamme $300 - 1000^\circ C$.

Détaillons ces points :

Modèle « physique » : On privilégie les modèles liés à la loi de Planck ou à l'approximation de Wien.

Paramètres peu nombreux : En dehors de la simplification de l'identification, on s'assure que peu de paramètres fournissent la bonne allure. On privilégie les modèles dont le nombre de paramètres est connu. On évite ainsi des modèles trompeurs où l'ajout de paramètres permet de réduire artificiellement le résidu, alors que l'ensemble de la courbe est détérioré. L'exemple caricatural est fourni par la famille des polynômes de Lagrange¹ passant exactement par les K points $(x_k, y_k)_{k \in \llbracket 1; K \rrbracket}$, mais oscillant de plus en plus entre ces points lorsque leur nombre augmente (figure 2.1, page 53).

En augmentant le nombre de paramètres, on peut toujours diminuer l'erreur moyenne [Saunders 97], mais ce n'est pas pour cela que le modèle est meilleur [Saunders 04].

Paramètres liés à la physique du détecteur : (sensibilité, nombre d'ouverture, réponse spectrale, ...). Parmi les avantages généraux que présentent les paramètres physiques, on peut citer :

- l'ordre de grandeur des coefficients est prévisible, ce qui permet d'initialiser correctement des procédures d'identification non linéaires, ou de vérifier le bon sens physique des coefficients identifiés, ou les relations entre différents coefficients de différentes configurations.
- ces mêmes relations peuvent être utilisées pour gagner du temps : partant d'un jeu de paramètres pour une configuration donnée, on peut avoir une idée du jeu associé à une autre configuration.

¹Le polynôme de Lagrange passant par les K points $(x_k, y_k)_{k \in \llbracket 1; K \rrbracket}$ d'abscisses différentes, est le polynôme de degré $(K - 1)$ défini par :

$$P(x) = \sum_{k=1}^K \left(y_k \cdot \prod_{\substack{i \in \llbracket 1; K \rrbracket \\ i \neq k}} \frac{x - x_i}{x_k - x_i} \right) \quad (2.1)$$

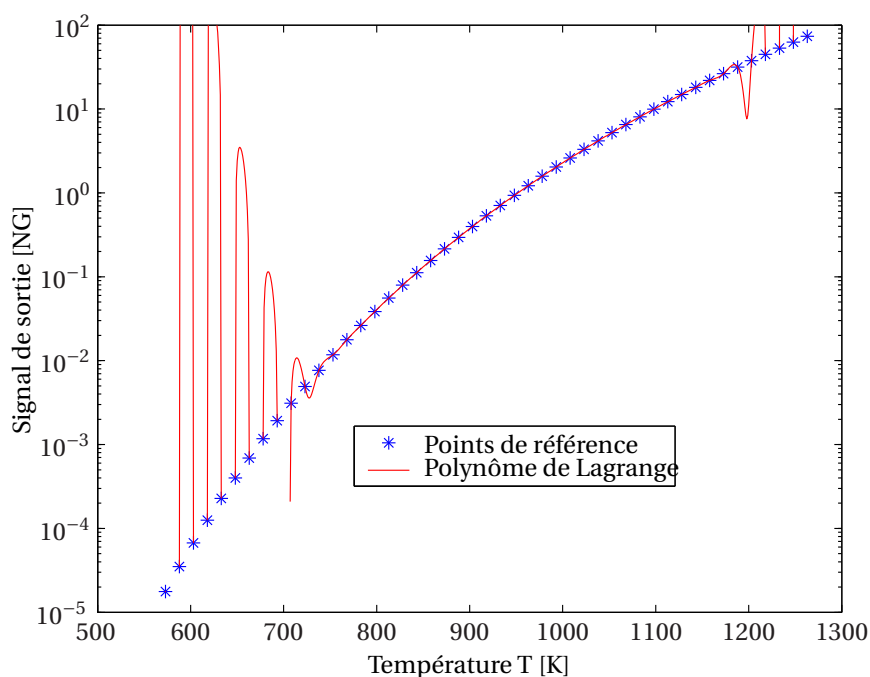


FIG. 2.1 – Polynôme de Lagrange correspondant aux données d'étalonnage (échelle semi-logarithmique). Le polynôme oscille autour des températures extrêmes.

- enfin, dans le cas réel où un phénomène n'est pas pris en compte, l'utilisation de modèles basés sur des lois physiques peut permettre de détecter un écart à la normalité, et ainsi d'identifier l'effet du phénomène perturbateur (à l'opposé, si on utilise une table de valeurs, il est impossible de détecter des comportement anormaux).

Cela permet d'avoir des informations corrélées entre la connaissance du système et le processus d'identification, de vérifier le résultat de ce dernier, de l'initialiser, de détecter des changements dans le système, etc.

Modèle inversible : On peut alors passer directement du signal I_d à la température T et inversement.

Modèle précis : Le modèle doit représenter la réalité. Il doit *a minima* être précis en température. Nous souhaitons obtenir un modèle dont l'erreur maximale est de l'ordre du degré. Pour ce faire nous générons des données de référence comme indiqué dans la section §1.1.2, afin d'établir l'erreur maximale due au modèle (§1.1.3)

1.1.2 Génération des données de référence

Pour évaluer la précision du modèle, il est nécessaire d'obtenir des données de référence *idéales*. Pour ce faire, nous considérons une fonction² $W(\lambda)$ et nous calculons les points de référence via :

$$I_d(T) = t_i \cdot \int W(\lambda) \cdot L^0(\lambda, T) \cdot d\lambda \quad (2.2)$$

Notons que c'est l'équation (1.22) de la page 47, dans laquelle nous avons introduit le temps d'intégration, paramètre variable des caméras silicium considérées dans ce chapitre. Nous allons voir que cette grandeur va être largement utilisée dans notre étude.

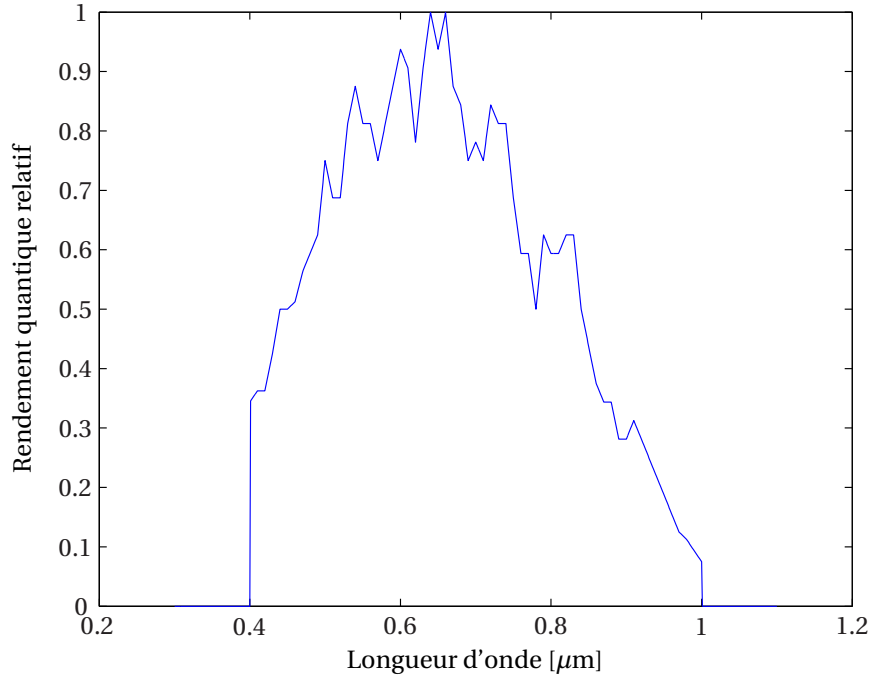


FIG. 2.2 – Rendement quantique relatif du détecteur IBIS5A-1300, FillFactory, équipant plusieurs de nos caméras.

La réponse spectrale du système $W(\lambda)$ est de la forme :

$$W(\lambda) = \frac{K_o}{N^2} \cdot \tau_f(\lambda) \cdot \tau_o(\lambda) \cdot \eta_e(\lambda) \quad (2.3)$$

et intègre ainsi la configuration (filtre, nombre d'ouverture) du système. Lorsque rien n'est précisé, nous utilisons la fonction représentée sur la fi-

²On peut la déterminer par mesure directe (voir annexe D), par mesure indirecte des fonctions $\tau(\lambda)$ et $\eta_e(\lambda)$, ou par consultation des données constructeur du filtre et du détecteur.

gure 2.2. On consultera l'annexe D pour une détermination expérimentale de cette fonction.

Par la suite les valeurs $I_d(T)$ issues de la relation (2.2) sont appelées valeurs vraies, et on note $\widehat{\mathbf{I}}_{\mathbf{d}P}(T)$ le signal de sortie fourni par un modèle $\widehat{\mathbf{I}}_{\mathbf{d}}$ paramétré par un jeu de coefficients P .

1.1.3 Évaluation quantitative des performances

Nous sommes dorénavant capables de générer les signaux vrais³ idéaux $I_d(T)$, pour n'importe quelle température comprise entre 300 et 1000°C.

Pour chaque modèle considéré $\widehat{\mathbf{I}}_{\mathbf{d}}$, nous identifions ses paramètres P à partir des points de référence définis ci-dessus. Nous utilisons la méthode d'identification indiquée dans la publication associée, et proposons éventuellement une méthode pour améliorer cette identification.

P étant identifié, il est possible de faire une étude statistique par comparaison de valeur $I_d(T_m)$ et $\widehat{\mathbf{I}}_{\mathbf{d}P}(T_m)$. Dans ce chapitre, nous nous intéressons à la norme infinie $\|T - \widehat{\mathbf{T}}_P\|_{\infty}$, qu'on souhaite inférieure au degré. $\widehat{\mathbf{T}}_P$ est la température annoncée par le modèle $\widehat{\mathbf{I}}_{\mathbf{d}P}$, connaissant I_d (modèle inverse).

1.2 L'équation radiométrique à courtes longueurs d'onde

Quelles propriétés doit vérifier le modèle pour vérifier les critères énoncés précédemment ? Pour répondre à cette question, il convient d'analyser les propriétés de l'équation radiométrique qu'il représente :

$$I_d(T) = t_i \cdot \int W(\lambda) \cdot L^0(\lambda, T) \cdot d\lambda$$

Le support de la réponse spectrale (monochromatique) du système $W(\lambda)$ [NG.m².sr.J⁻¹] est inclus⁴ dans le domaine d'absorption du silicium. L'intégrale (2.2) se ramène donc à :

$$I_d(T) = t_i \cdot \int_{\lambda_1=0.3\mu m}^{\lambda_2=1.1\mu m} W(\lambda) \cdot L^0(\lambda, T) \cdot d\lambda \quad (2.4)$$

Les propriétés mathématiques de $I_d(T)$ conditionnent la forme d'un modèle $\widehat{\mathbf{I}}_{\mathbf{d}P}(T)$ adapté. Elles sont liées aux propriétés de la loi de Planck entre 0.3 et 1.1 micromètres, ce qui justifie l'étude suivante.

³Implicitement, nous nous affranchissons du temps d'intégration. La situation idéale de ce chapitre nous permet de bénéficier d'un détecteur dont la photo-réponse est linéaire. L'unité du signal de sortie [Niveau de gris] est dans ce chapitre arbitraire.

⁴Puisque le support d'un produit de fonctions est l'intersection des supports de ces fonctions.

1.2.1 Comparaison des flux visibles et infrarouges

À partir de la loi de Planck réduite (1.15) :

$$\frac{L^0(\lambda, T)}{L^0(\lambda_m, T)} = \xi^{-5} \cdot \frac{\exp(C_2/C_4) - 1}{\exp\left(\frac{C_2}{C_4 \cdot \xi}\right) - 1}$$

et de la relation (1.16) :

$$F_{0-\xi} = \int_0^\xi \xi^{-5} \cdot \frac{\exp(C_2/C_4) - 1}{\exp\left(\frac{C_2}{C_4 \cdot \xi}\right) - 1} \cdot d\xi,$$

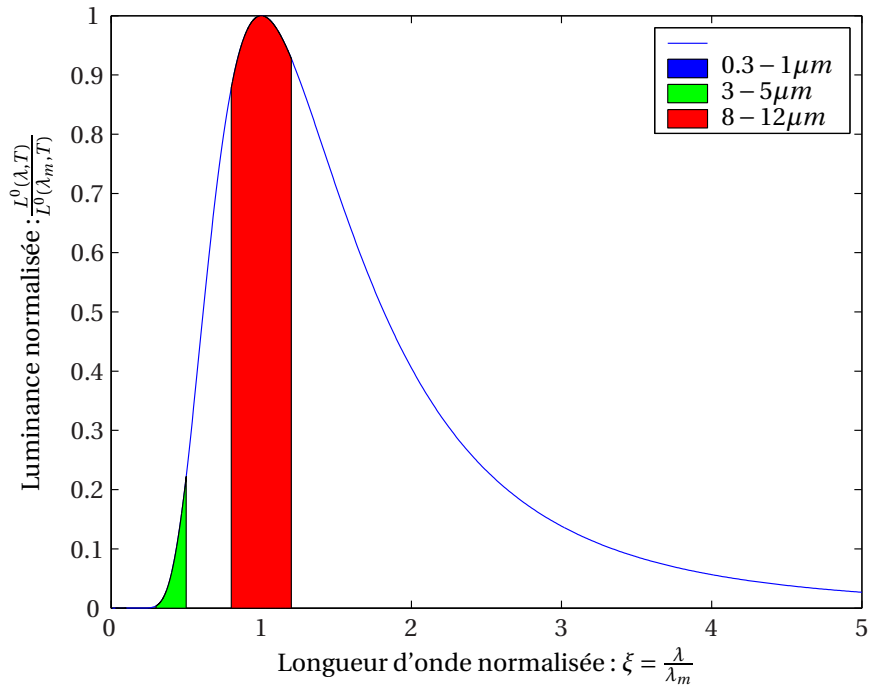
il est possible de calculer le pourcentage de luminance totale émis dans différents domaines spectraux. Le tableau 2.1 présente quelques-unes de ces valeurs.

Gamme [μm]	300K	600K	900K	1300K
[0.3 – 1]	neg.	$9 \cdot 10^{-6}$	$9 \cdot 10^{-3}$	0.4
[3 – 5]	1	23	35	32
[8 – 12]	26	21	4	5

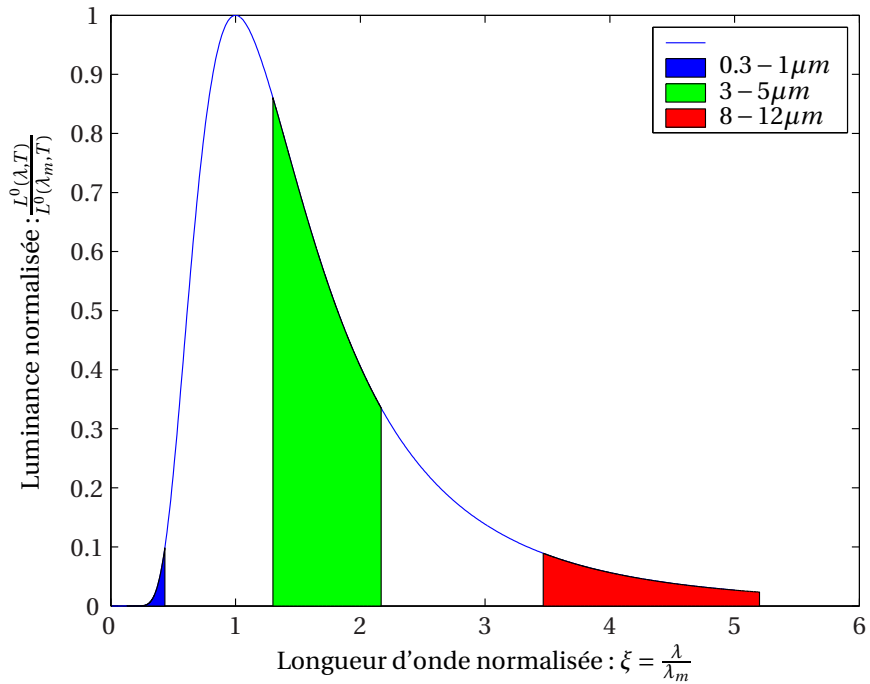
TAB. 2.1 – Pourcentage $\frac{\int_{G_\lambda} L^0(\lambda, T) \cdot d\lambda}{\sigma \cdot T^4 / \pi}$ de la luminance totale, émis dans différentes gammes spectrales G_λ .

La figure 2.3 représente ces pourcentages pour les deux températures extrêmes. On voit ainsi que les domaines spectraux se déplacent vers les grandes valeurs de $\xi = \lambda \cdot T$ lorsque la température augmente.

Pour des températures inférieures à 1300K, le silicium reçoit moins de flux radiatif que les détecteurs infrarouges. L'ordre de grandeur de la température minimale détectable est 300°C, pour un temps d'intégration d'une dizaine de secondes [Sentenac 04].



(a) 300°C . Il y a plus d'énergie dans l'infrarouge long. Le rayonnement visible est négligeable, sous la partie gauche de la courbe.



(b) 1300°C . Les domaines spectraux se sont décalés vers la droite. C'est dans l'infrarouge court qu'on reçoit le plus d'énergie. La partie visible n'est plus négligeable.

FIG. 2.3 – Comparaison des flux dans différents domaines spectraux

1.2.2 Dynamique des flux à mesurer

Considérons la luminance monochromatique (1.9) et sa dérivée par rapport à la température. Il vient :

$$\frac{dL^0(\lambda, T)}{L^0(\lambda, T)} = \underbrace{\frac{C_2}{\lambda \cdot T \cdot (1 - \exp(-\frac{C_2}{\lambda \cdot T}))}}_{\text{Terme représenté sur la figure 2.4}} \cdot \frac{dT}{T} \quad (2.5)$$

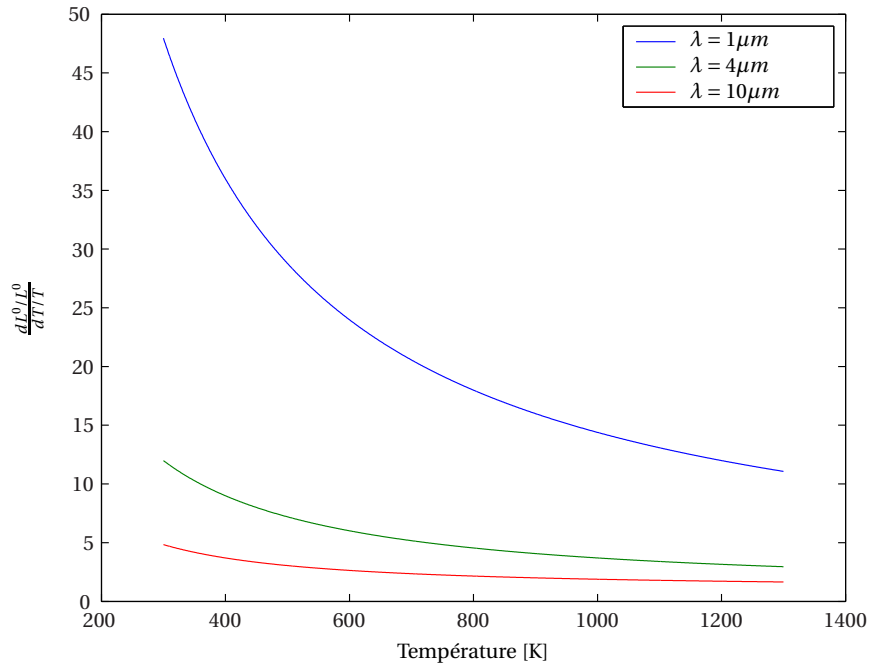


FIG. 2.4 – Comparaison des variations de luminance avec la température, pour différentes longueurs d’onde

La figure 2.4 représente la variation relative de luminance monochromatique causée par une variation relative de température unitaire, à une température donnée. On constate qu’à courtes longueurs d’onde ($\lambda \approx 1\mu\text{m}$), le flux varie beaucoup plus rapidement avec la température. Et que ce fait s’amplifie lorsqu’on descend en température. On peut s’intéresser à la différence de température $\Delta T_m(T)$ amenant une augmentation de la luminance d’un facteur m . $\Delta T_m(T)$ vérifie alors :

$$\frac{L^0(\lambda, T + \Delta T_m(T))}{L^0(\lambda, T)} = m, \quad (2.6)$$

ce qui fournit la relation suivante, constitutive de la figure 2.5, avec $m = 2$:

$$\Delta T_m(T) = \frac{C_2}{\lambda \cdot \ln \left(\frac{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda \cdot T}\right) - 1}{m} + 1 \right)} - T \quad (2.7)$$

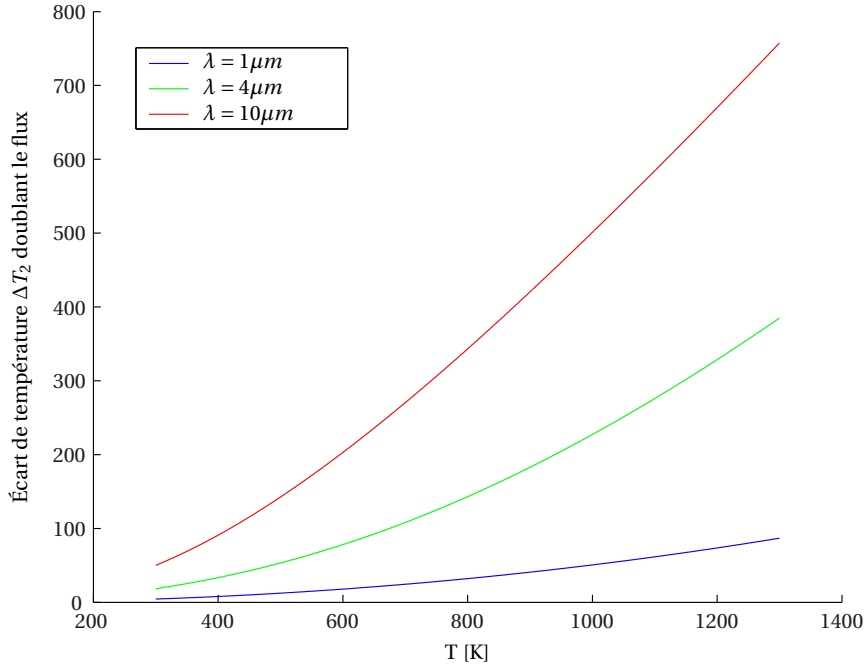


FIG. 2.5 – Différence de température $\Delta T_2(T)$ doublant la luminance monochromatique

On voit notamment qu'à $T = 600K$, la luminance monochromatique double tous les $18K$ à $\lambda = 1\mu m$, alors qu'elle double tous les $203K$ à $\lambda = 10\mu m$. Ceci laisse prévoir une bonne sensibilité à courtes longueurs d'onde, avec des petites dynamiques de températures mesurables pour un calibre donné⁵.

En utilisant des longueurs d'onde plus courtes, les flux à mesurer varient sur plusieurs ordres de grandeur. La simple étude réalisée ci-dessus montre qu'il ne faut guère espérer diminuer sensiblement la température minimale de détection en jouant sur la structure du pixel ; en effet, même en améliorant le rendement quantique d'un facteur 2, on obtient une température minimale détectable moindre de $15^\circ C$ seulement. Cette

⁵Ceci est également lié à la faible sensibilité à l'émissivité du matériau, qui sera évoqué dans le chapitre suivant.

température minimale de détection reste donc une limitation intrinsèque des détecteurs proche visible, qu'on ne peut lever sans changer de technologie, avec par exemple des caméras CCD intensifiées.

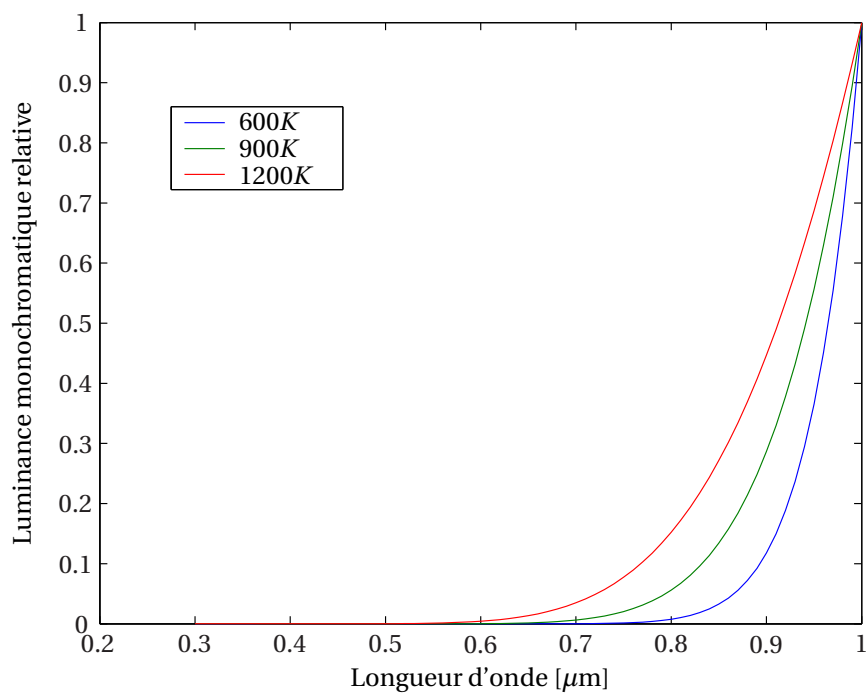
D'autre part, le fait que les dynamiques de températures mesurables pour une configuration donnée soient faibles accroît un problème par ailleurs connu en thermographie traditionnelle : l'utilisation de différentes gammes avec leurs coefficients respectifs crée des discontinuités aux bornes de chaque configuration, voire des différences si deux configurations permettent de mesurer des températures communes [Pron 04]. En dehors des problèmes intrinsèques que cela pose, ceci est symptomatique des imperfections physiques des modèles, qui conduisent à des incohérences sur les paramètres de différentes configurations. Par exemple pour une caméra traditionnelle (Agema 3 – 5.5 μm), on a montré que le rapport A/N^2 , théoriquement constant, suivait les valeurs du tableau 2.2 pour un étalonnage par ailleurs satisfaisant [Bonell 05, Rotrou 06].

N	$\lambda_e[\mu m]$	$A/N^2[NG]$
7.2	3.66	11545
10	4.13	1198
14	4.22	994
20	4.23	20

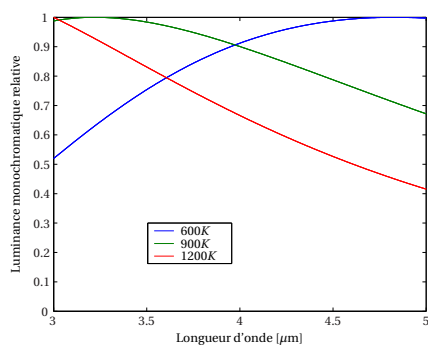
TAB. 2.2 – Rapport A/N^2 pour une caméra 3 – 5.5 μm d'Agema

Mesurer des températures comprises entre 300 et 1000°C à courtes longueurs d'onde revient à mesurer des flux variant dans un rapport d'un million. Aussi pour ce ramener à des énergies mesurables, on contrôle le temps d'intégration. L'intérêt de cette grandeur, par rapport au nombre d'ouverture par exemple, est qu'elle se modifie rapidement, sans rien changer des caractéristiques optiques ou géométriques (position) du système.

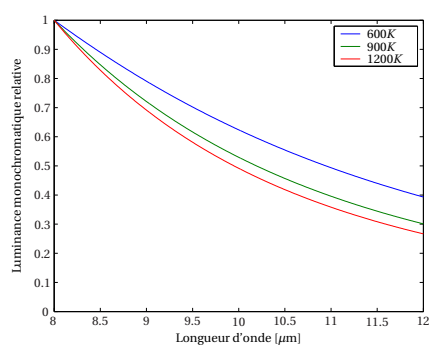
Pour pouvoir adapter au mieux la dynamique à la scène, on souhaite pouvoir utiliser tous les temps d'intégration proposés par la caméra. Pour éviter d'avoir à étalonner chaque temps d'intégration, **on souhaite que le modèle soit** proportionnel au temps d'intégration, et ainsi intrinsèquement **valable sur toute la gamme de températures, avec un même jeu de paramètres.**



(a) $0.3 - 1\mu\text{m}$ - La luminance monochromatique varie sur plus de 3 ordres de grandeur



(b) $3 - 5\mu\text{m}$ - La luminance monochromatique varie d'un facteur 2



(c) $8 - 12\mu\text{m}$ - id.

FIG. 2.6 – Luminances normalisées $\frac{L^0(\lambda, T)}{\max_{\lambda}(L^0(\lambda, T))}(\lambda)$

1.2.3 Sensibilité à la longueur d'onde effective

L'approximation de Wien (§2.3.6, page 35) montre une variation de la luminance monochromatique avec la longueur d'onde de type exponentiel, bien plus rapide à courtes longueurs d'onde (figure 2.6). Les différentes longueurs d'onde effectives variant avec la température, et les modèles étant sensibles à cette variation, *les modèles silicium devront tenir compte des variations de longueurs d'onde effectives.*

1.2.4 Non linéarité de l'équation radiométrique

C'est à courtes longueurs d'onde que la relation entre le flux émis et la température s'écarte le plus de la linéarité (voir figure 2.7, page 62). Or, dès

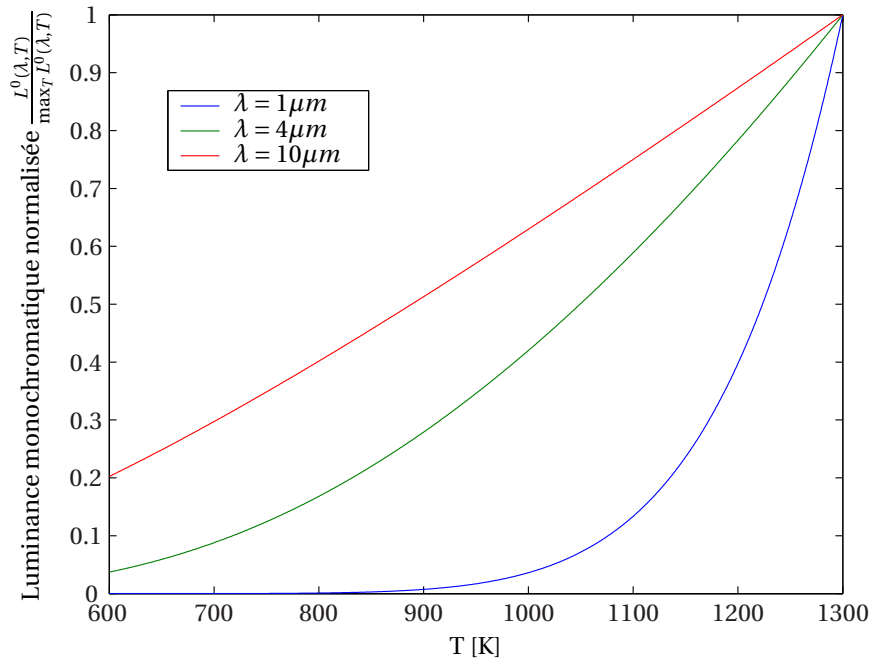


FIG. 2.7 – Relations $\Phi(T)$ normalisées pour des émetteurs monochromatiques de différents domaines spectraux.

qu'on cherche à trouver des paramètres permettant de s'approcher d'une loi non linéaire, deux problèmes se posent :

1. faut-il pondérer l'importance des données de référence ?
2. dans quel sens vaut-il mieux minimiser les erreurs ?

Illustrons ces problèmes qui, à notre connaissance, ne sont pas considérés pour des détecteurs silicium :

1. Prenons le cas idéal d'un système *purement monochromatique*, à temps d'intégration constant. La loi $I_d(T)$ correspondant à la réalité est alors

de la forme :

$$I_d(T) = \frac{A}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right) - 1}$$

On cherche à identifier (A, λ) . Comme la fonction est non linéaire, une erreur sur I_d ne correspond pas à la même erreur en température selon que I_d est élevée ou non. En effet, sur la figure 2.8, le modèle semble adapté aux points de référence (pas d'écart apparent).

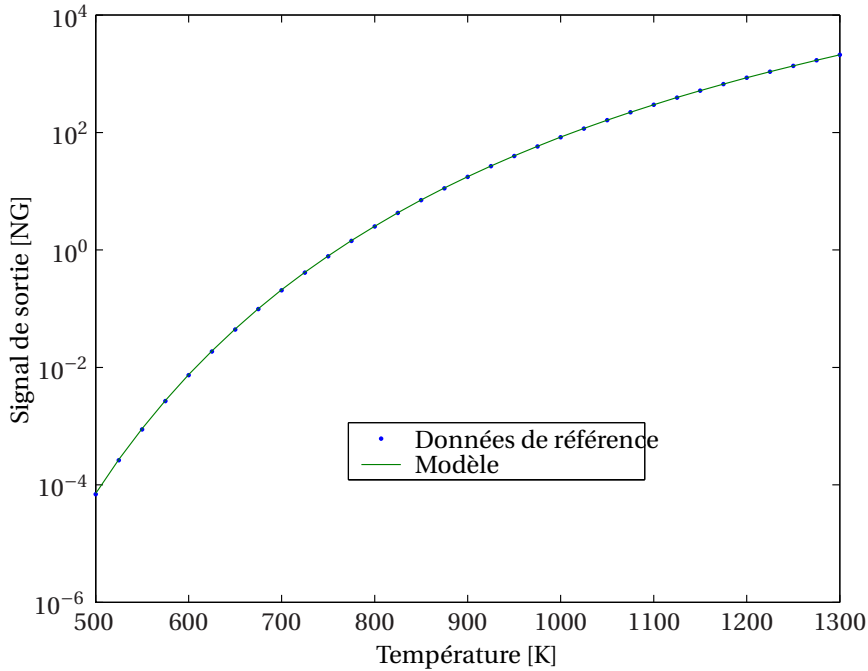


FIG. 2.8 – Modèle purement monochromatique (échelle semi-logarithmique arbitraire)

Pourtant, l'erreur relative⁶ sur le signal est assez importante pour les signaux les plus élevés (figure 2.9(a)). Ce sont donc ces points qui conditionnent l'identification des paramètres. En conséquence, les erreurs de températures les plus importantes concernent les faibles signaux (figure 2.9(b)).

On peut alors songer à pondérer⁷ les points de mesure $(I_d, T)_k$, mais comment définir la fonction de pondération adéquate? La prise en compte des incertitudes $\Delta I_d(T)$ ou $(\Delta I_d, \Delta T)_k$ amène également à se poser quelques questions.

⁶Il en est de même des erreurs absolues, puisque la fonction $I_d(T)$ est strictement croissante.

⁷Ce qui de plus évite que les signaux de sortie les plus importants soient privilégiés.

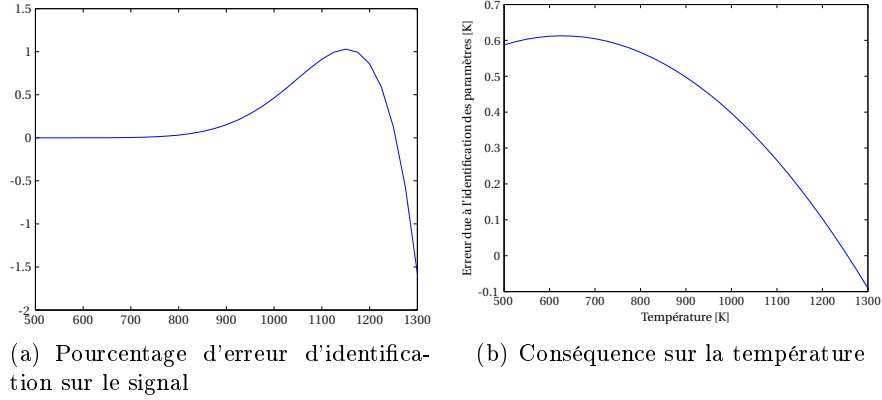


FIG. 2.9 – Non équivalence des erreurs sur I_d ou sur T . Illustration sur un cas simplifié (modèle purement monochromatique).

2. D'autre part bien qu'il soit de coutume de minimiser⁸ la fonction $\|I_d - \widehat{\mathbf{I}}_{\mathbf{d}}(T)\|_2$, il devient intéressant de se demander si minimiser la fonction inverse, soit $\|T - \widehat{\mathbf{T}}(I_d)\|_2$ ne répond pas mieux à l'objectif d'obtenir un modèle adapté. En tout cas il est clair que minimiser $\|I_d - \widehat{\mathbf{I}}_{\mathbf{d}}(T)\|_2$ ou $\|T - \widehat{\mathbf{T}}(I_d)\|_2$ n'est plus équivalent, puisque la relation $I_d(T)$ est fortement non linéaire.

Pour compléter ces remarques, on peut analyser la procédure suivante, proposée dans [Papini 94] :

Dans l'infrarouge, [Papini 94] s'intéresse au modèle :

$$\widehat{\mathbf{I}}_{\mathbf{d}}(\gamma, \lambda, U_0)(T) = \frac{\gamma \cdot C_1 \cdot \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda \cdot T}\right) - 1} + U_0 \quad (2.8)$$

γ est lié à la réponse du filtre, λ à sa longueur d'onde effective, et U_0 est un offset (signal d'obscurité).

Il définit deux critères d'erreur E_1 et E_2 :

$$E_1 = \sum_k (Q_k \cdot (I_d(T_k) - \widehat{\mathbf{I}}_{\mathbf{d}}(T_k)))^2 \quad (2.9)$$

$$E_2 = \max \frac{|T_k - \widehat{\mathbf{T}}_{\mathbf{k}}(\widehat{\mathbf{I}}_{\mathbf{d}})|}{T_k}, \quad (2.10)$$

en conseillant de prendre $Q_k = I_{d_k}^{-3}$. Il déclare alors que la procédure la plus performante pour identifier les trois paramètres γ , λ et U_0 est la suivante :

⁸Dans l'état de l'art, on ne minimise $\|T - \widehat{\mathbf{T}}\|_2$ que dans [Keanini 96]. Toutes les autres procédures d'identification sont basées sur la minimisation de $\|I_d - \widehat{\mathbf{I}}_{\mathbf{d}}\|_2$

1. Identifier $U_0(\lambda)$ et $\gamma(\lambda)$ en utilisant le critère E_1 .
2. Identifier $\lambda(\gamma, U_0)$ en utilisant le critère E_2 .
3. Reboucler jusqu'à convergence.

Cette procédure amène différentes remarques :

1. Tous les paramètres d'un modèle n'ont pas forcément le même rôle. On identifie séparément (γ, U_0) , liés aux gains et offset du système, et λ , liée à sa longueur d'onde effective.
2. Les deux critères d'erreur servent à s'assurer conjointement que le modèle s'ajuste bien aux points expérimentaux en terme de signaux de sortie (minimisation de E_1), mais aussi en terme de température (minimisation de l'erreur maximale relative thermique E_2). On prend ainsi en compte le fait que **la minimisation de l'erreur quadratique moyenne sur les signaux de sortie n'assure pas que l'erreur sur les températures est faible** (notamment pour les températures basses).
3. Enfin le terme de pondération Q_k atténue l'importance artificielle accordée aux hautes températures de référence.

Nous pouvons dorénavant étudier les modèles radiométriques usuels. Ils sont classés en deux catégories :

1. les modèles n'utilisant pas la notion de longueur d'onde effective,
2. les modèles utilisant une longueur d'onde effective

1.3 Les modèles sans longueur d'onde effective

Ces modèles sont utilisés pour leur simplicité analytique, permettant des calculs « temps réels ».

1.3.1 Modèle linéaire

Cette relation s'écrit [Meriaudeau 95, Meriaudeau 96] :

$$T = C \cdot \hat{\mathbf{I}}_{\mathbf{d}(C,D)} + D \quad (2.11)$$

Elle peut faire apparaître des caractéristiques physiques du système, en l'écrivant comme suit :

$$T = \frac{1}{S} \cdot \hat{\mathbf{I}}_{\mathbf{d}(S,T_{\min})} + T_{\min}, \quad (2.12)$$

avec S sensibilité du système, *supposée constante*, et T_{\min} température minimale détectable, correspondant à un signal I_d nul.

On en déduit que :

Le modèle linéaire est physique, et il ne peut être valide que si sa sensibilité est indépendante de la température.

Or ce n'est pas le cas, puisque nous avons vu que la relation $I_d(T)$ est fortement non linéaire. Le modèle linéaire n'est donc utilisable que sur de petits intervalles de températures⁹. Sur un large intervalle $300 - 1000^\circ C$, la figure 2.10 montre que la relation $I_d(T)$ n'est pas linéaire même sur des gammes de $150^\circ C$ (l'erreur atteignant la dizaine de degrés, comme indiqué dans [Meriaudeau 96]). Ce modèle n'est donc pas étudié plus avant.

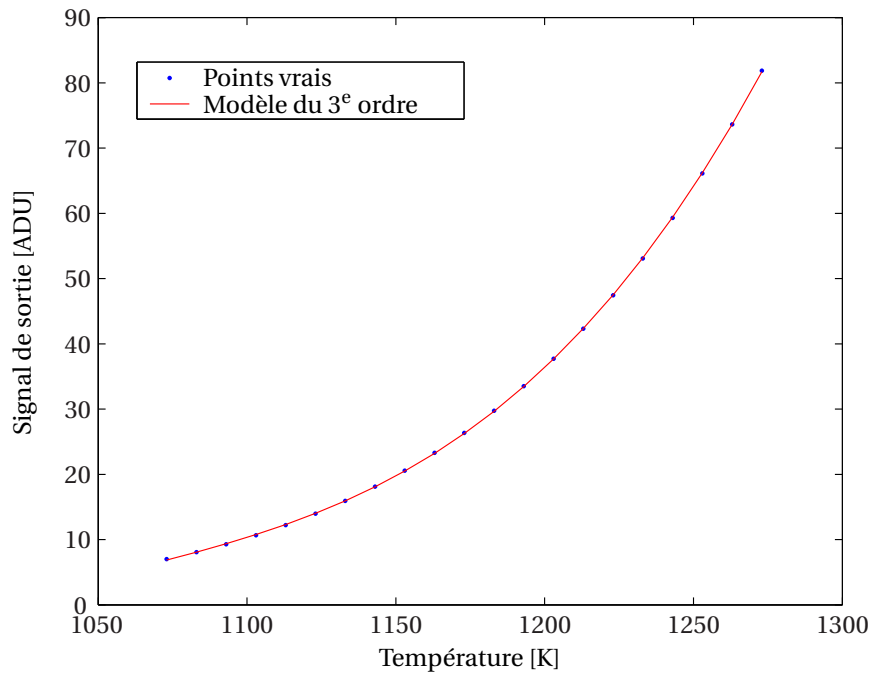


FIG. 2.10 – Approximation polynomiale du 3^e degré entre $1073K$ et $1273K$

1.3.2 Modèle polynomial

En microscopie infrarouge, [White 96] propose de comparer le modèle linéaire (2.11) (polynôme de degré 1) avec un modèle polynomial de degré 3.

$$T = A.\widehat{\mathbf{I}}_{\mathbf{d}(A,B,C,D)}^3 + B.\widehat{\mathbf{I}}_{\mathbf{d}(A,B,C,D)}^2 + C.\widehat{\mathbf{I}}_{\mathbf{d}(A,B,C,D)} + D \quad (2.13)$$

Ce modèle s'avère plus précis.

⁹Dans [Meriaudeau 96], les températures étudiées sont comprises entre 800 et $2000^\circ C$, chaque temps d'intégration couvrant une plage d'environ $150^\circ C$.

2. Modélisation radiométrique de caméras silicium

Les modèles polynomiaux de degré 3 font intervenir des coefficients qu'il est plus difficile de relier à la physique du détecteur. Ces modèles sont admissibles entre 1100 et 1300K (figure 2.10), mais divergent à basses températures, même pour des gammes de 200K d'amplitude (sur la figure 2.11, l'erreur dépasse 50K). C'est la conséquence des variations rapides de flux à basses températures : le flux varie « plus rapidement » qu'un polynôme de degré 3 ; de plus le problème est mal conditionné, le signal de sortie variant sur plusieurs ordres de grandeur.

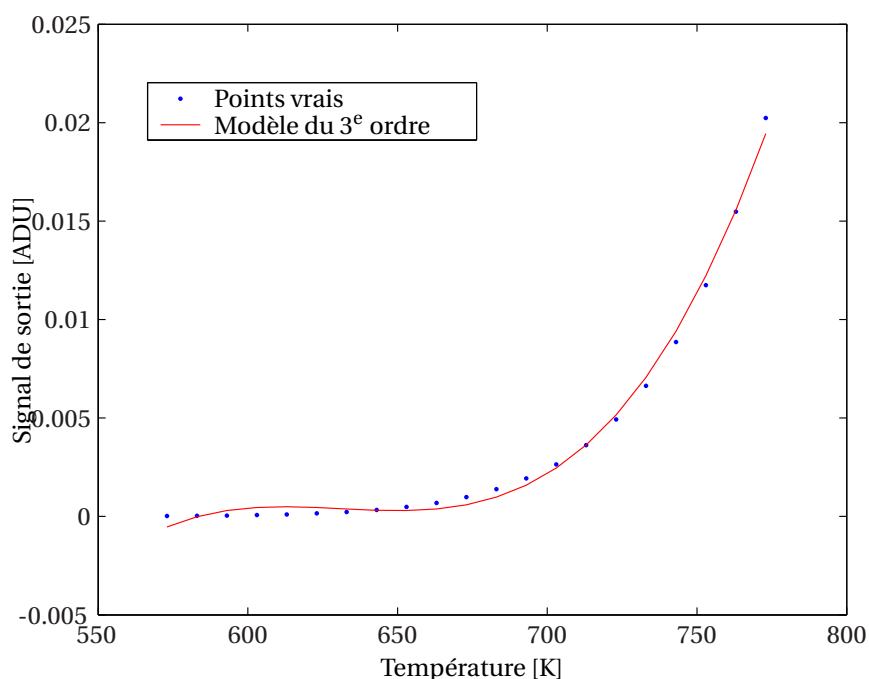


FIG. 2.11 – Approximation polynomiale du 3^e degré entre 573K et 773K

Le modèle linéaire, bien que faisant intervenir la sensibilité du système (paramètre physique), est très éloigné de la réalité même sur des gammes de l'ordre de 150°C.

Les modèles polynomiaux de degré 3 sont moins physiques mais plus précis. Toutefois ils divergent rapidement à faibles températures, et sont ainsi peu prometteurs pour obtenir un unique jeu de coefficients entre 300 et 1000°C.

1.3.3 Modèle de Keanini

Dans [Keanini 96], la relation utilisée est de la forme :

$$\hat{\mathbf{T}}_{\eta \in \mathbb{R}^N} = \sum_{n=1}^N \frac{\eta_n}{I_d^n} \quad (2.14)$$

On détermine $\eta \in \mathbb{R}^N$ en minimisant l'écart quadratique de température. La dimension N de η est choisie de manière à ce que l'erreur ne diminue plus sensiblement en augmentant N .

Le modèle de Keanini n'a pas une forme physique, ce qui est son principal inconvénient. D'autre part, son nombre de paramètres est indéterminé (mais 4 suffisent d'après la publication). En utilisant un grand nombre de temps d'intégration t_i répartis entre 0.1ms et 10s, et un jeu de paramètres par t_i , il semble peu attirant d'utiliser un modèle tel que (2.14); la forme « exponentielle » des courbes d'étalonnage laisse prévoir un grand nombre de coefficients N , à multiplier par le nombre de temps d'intégration utilisés. D'autre part, il n'est jamais simple de déterminer ce nombre de coefficients, et l'ajout de points de référence encourage souvent à utiliser un plus grand nombre de coefficients. On peut alors toujours douter de l'adéquation du modèle avec la réalité *entre les points de référence*. L'approche nous semblait donc peu prometteuse dans un contexte où la détermination des incertitudes est en soi délicate.

Les modèles n'utilisant pas la notion de longueur d'onde effective sont trop peu précis ou trop peu physiques. Nous nous tournons donc vers les modèles admettant une longueur d'onde effective.

1.4 Les modèles avec longueur d'onde effective

Ils ont été introduits page 48, et sont intéressants car ils fournissent un modèle paramétré physique. La relation intégrale

$$I_d(T) = t_i \cdot \int W(\lambda) \cdot L^0(\lambda, T) \cdot d\lambda$$

est alors supposée se comporter, sur une gamme de température réduite¹⁰, comme suit :

$$I_d(T) = K \cdot t_i \cdot W(\lambda_0) \cdot L^0(\lambda_0, T)$$

Ils sont ainsi souvent utilisés sur une partie seulement de la dynamique utilisable.

¹⁰Et d'autant plus faible que le support de $W(\lambda)$ est grand.

Dans des documents plus complets comme [Legrand 02], on reconnaît qu'il est fastidieux d'étalonner et d'identifier des coefficients pour chacune des configurations utilisées (temps d'intégration, nombre d'ouverture, filtre). Aussi on peut utiliser des relations physiques entre les coefficients de différentes configurations, en se basant sur leur sens physique. Nous avons toutefois déjà évoqué les problèmes que cela peut poser ([Bonell 05, Rotrou 06] et tableau 2.2).

Pourtant, l'analyse qui suit montre que même sur une large gamme de températures 300 – 1000°C, de tels modèles ne sont pas inadaptés (l'erreur maximale est de l'ordre de 10 degrés).

1.4.1 Modèle basé sur l'approximation de Wien

Considérons le modèle suivant, utilisé par [Chen 93] :

$$\widehat{I}_{d(A,\lambda_e)}(T) = A \cdot \exp\left(\frac{-C_2}{\lambda_e \cdot T}\right), \quad (2.15)$$

On l'étudie avec la réponse spectrale représentée sur la figure 2.2 (sans filtre devant l'objectif). C'est indiscutablement un cas défavorable, cumulant larges gammes thermiques et spectrales. Intéressons-nous à l'identification des paramètres.

1.4.1.1 Minimisation de l'écart quadratique sur I_d Il s'agit de trouver les paramètres (A, λ_e) de l'équation 2.15, en minimisant l'écart quadratique sur I_d , et en utilisant la méthode des gradients conjugués. L'initialisation des paramètres s'effectue comme suit :

- λ_e est légèrement supérieure à la longueur d'onde centrale de $W(\lambda)$, car la densité spectrale de la loi de Planck est plus forte à grande longueur d'onde.
- l'ordre de grandeur de A se déduit d'un point (I_d, T) et de l'initialisation de λ_e .

La figure 2.12(a) montre que le modèle s'adapte assez bien aux points de référence, mais diverge pour les basses températures, ce qui est caractéristique des problèmes d'identification avec des signaux de sortie variant sur plusieurs ordres de grandeurs. La figure 2.12(b) présente l'évolution de l'erreur maximale en fonction de l'amplitude de la gamme de température considérée, la température basse étant fixée à 300°C. Même sur la gamme totale, l'erreur n'est « que » de 16°C environ, soit moins de 2% en degré Celsius.

1.4.1.2 Minimisation de l'écart quadratique sur $\log(I_d)$ Toutefois il est intéressant de considérer le logarithme du modèle à longueur d'onde effective constante, afin de réduire l'amplitude du signal de sortie, ce qui

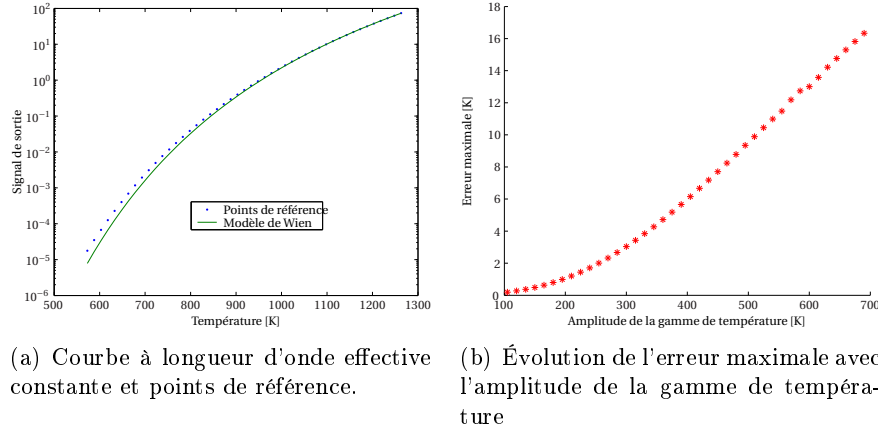


FIG. 2.12 – Longueur d'onde effective constante. Minimisation non linéaire de $\|I_d - \widehat{\mathbf{I}}_d\|_2$

permet d'obtenir un meilleur conditionnement du problème. Ceci permet d'autre part de se ramener à l'expression :

$$\log \widehat{\mathbf{I}}_{d(A, \lambda_e)}\left(\frac{1}{T}\right) = \log A - \frac{C_2}{\lambda_e} \cdot \frac{1}{T}, \quad (2.16)$$

expression linéaire en $1/T$, ce qui permet d'utiliser des algorithmes linéaires¹¹. La sensibilité du modèle au coefficient A étant faible (voir la relation (2.39), page 84 qui est de la même forme), ce changement de variable détériore peu la sensibilité de la procédure d'identification.

Sur la figure 2.13(a), on remarque que l'erreur sur le modèle obtenu est mieux répartie, ce qui amène à une erreur maximale (figure 2.13(b)) plus faible, de l'ordre du pour-cent. L'erreur reste toutefois nettement supérieure au degré.

1.4.2 Le modèle de Sakuma

Ce modèle est de la forme :

$$\widehat{\mathbf{I}}_{d(A, B, C)}(T) = C \cdot \exp\left(\frac{-C_2}{A \cdot T + B}\right), \quad (2.17)$$

introduisant un paramètre B supplémentaire à la loi de Wien.

Ce modèle est utilisé dans [Saunders 96] avec des détecteurs stabilisés à $-30^\circ C$ (températures mesurées entre 700 et 1100°C), et dans [Battuello 90] avec des détecteurs dédiés (420 – 1085°C).

Sur notre gamme, il induit également une erreur de quelques degrés (figure 2.14).

¹¹Plus précisément, on procède à une identification linéaire de C_2 et $\log A$, par minimisation de $\left\| \log I_d - \widehat{\log \mathbf{I}}_d \right\|_2$. Il n'y a pas d'initialisation des paramètres à fournir.

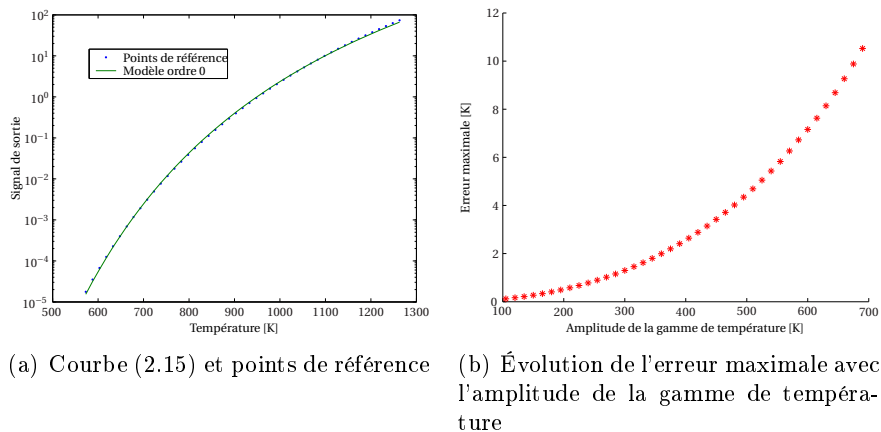


FIG. 2.13 – Longueur d'onde effective constante. Minimisation linéaire sur le logarithme du signal de sortie

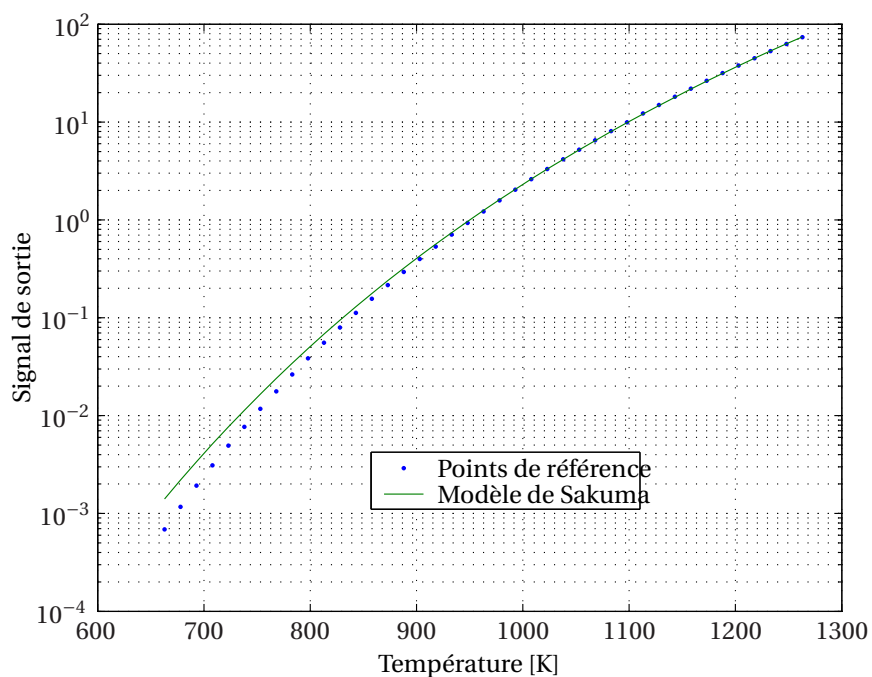


FIG. 2.14 – Modèle de Sakuma

1.4.3 Modèle basé sur la loi de Planck

Dans [Moreau 96, Sentenac 02, Sentenac 03], la loi de Planck est utilisée, fournissant un modèle de la forme :

$$\widehat{\mathbf{I}}_{\mathbf{d}(I_{d0}, A, \lambda_e)}(T) = I_{d0} + \frac{A.t_i}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda_e.T}\right) - 1} \quad (2.18)$$

Dans notre contexte, nous avons vu que l'approximation de Wien est valide. Le coefficient 1 étant négligeable, ce modèle se ramène au modèle basé sur l'approximation de Wien.

1.4.4 Le modèle « infrarouge »

Les modèles basés sur l'introduction d'une longueur d'onde effective indépendante de la température divergent lorsque la gamme de température considérée augmente. Or dans l'infrarouge, le coefficient C doit prendre en compte les variations de la longueur d'onde effective avec la température.

$$I_d = \frac{A}{C \cdot \exp\left(\frac{C_2}{\lambda.T}\right) - 1} \quad (2.19)$$

Il permet en effet de modifier la longueur d'onde effective en fonction de la température, comme illustré sur la figure 2.15. L'introduction du coefficient C permet de passer d'une longueur d'onde effective de $3.3\mu m$ à $500K$ à une valeur de $1.9\mu m$ à $1300K$. Malheureusement le « décalage » créé par C nécessite que le « 1 » du dénominateur ne soit pas négligeable. Or il l'est dans le proche visible pour des températures inférieures à $1000^\circ C$ (voir conditions de validité de l'approximation de Wien). Il ne peut donc pas remplir son office.

1.5 Bilan

Le tableau 2.3 présente un bilan comparatif des différents modèles.

Nous rejetons les modèles sans longueurs d'onde effective, qui sont soit trop peu physiques, soit trop peu précis.

Les modèles à longueur d'onde effective indépendante de la température sont intéressants, mais divergent d'une dizaine de degrés lorsqu'ils sont utilisés entre 300 et $1000^\circ C$.

Le modèle « infrarouge » n'est pas transposable au proche visible, mais nous pouvons nous en inspirer : il convient de trouver un modèle dans lequel la longueur d'onde effective varie avec la température, afin de compenser la dizaine de degré d'écart des modèles étudiés ci-dessus.

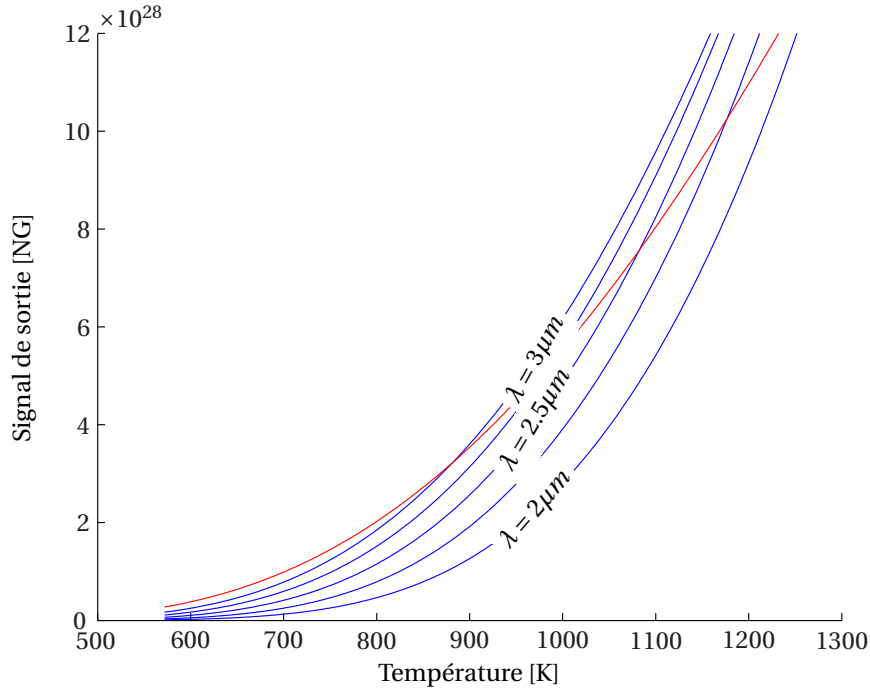


FIG. 2.15 – Modification virtuelle de λ_0 par introduction d'un coefficient C . La courbe rouge représente le modèle (2.19), avec $C = 1.2$, $\lambda = 3.6 \mu\text{m}$ et $A = 2.c/\lambda^4$; elle coupe les différentes courbes prises à longueurs d'onde constantes.

1. L'étude de l'équation radiométrique montre différentes particularités des mesures de températures avec des détecteurs silicium. Parmi celles-ci, on peut noter la forte variation des flux à mesurer, évoluant d'un facteur un million entre 300 et 1000°C .
2. Les modèles utilisant une longueur d'onde constante sont intéressants, mais n'atteignent pas la précision demandée (1K sur la gamme $300 - 1000^\circ\text{C}$).
3. Enfin, nous avons mis en évidence l'importance de la procédure d'identification des paramètres P du modèle.

2 Approche proposée

En plus des critères présentés dans la section 1.1.1, nous recherchons un modèle répondant aux besoins spécifiques des mesures de températures à courtes longueurs d'onde, rappelés ci-dessus.

Modèle	Modèle physique	Peu de paramètres	Paramètres physiques	Modèle inversible	Précision
Linéaire	-	2 par config.	+	oui	--
Polynômial (degré 3) ^(*)	--	4 par config.	--	non	-
Keanini	--	var.	---	non	
Wien	+	2 à 3 par config.	+	oui	-
Infrarouge ^(*)	+	3 à 4 par config.	+	oui	-
Sakuma	+	3 par config.	+	oui	+

TAB. 2.3 – Comparaison des modèles radiométriques. (Sauf modèles signalés^(*))

2.1 Temps d'intégration et jeu de paramètres unique

La nécessité de contrôler en ligne le temps d'intégration, et d'en utiliser un grand nombre, naît de trois besoins principaux :

Augmenter l'énergie reçue, ce qui permet d'accéder à des températures plus basses pour des phénomènes thermiques variant lentement.

Changer de gamme facilement et éviter les « trous », de sensibilité par exemple. Les temps d'intégration étant aisément modifiable, on souhaite pouvoir tous les utiliser en fonction des besoins. Précisons les gammes de températures accessibles dans une configuration donnée. On peut tout d'abord considérer une caméra dont le signal de sortie est numérisé *linéairement* sur N bits significatifs. La dynamique de mesure est alors donnée par la relation (2.7), page 59, avec $m = 2^N$. Cette dynamique maximale $\Delta T_{(2^N)}$ est tracée sur la figure 2.16.

Le tableau 2.4 fournit quelques valeurs, permettant de retrouver la forte sensibilité (et donc la faible dynamique) lorsqu'on descend en longueur d'onde.

Pour se ramener à la dynamique réelle, on peut introduire un écart-type de bruit σ et considérer, par exemple¹², la dynamique $\Delta T_{\left(\frac{2^N}{3\sigma}\right)}$.

Si on n'utilise pas la pleine gamme d'intensité, pour des problèmes de non linéarité par exemple, il conviendra également d'en tenir compte.

Au vu des ordres de grandeurs de ces dynamiques, il est compréhens-

¹²ce qui revient à considérer un nombre de bits significatifs : $N' = \log_2 \left(\frac{2^N}{3\sigma} \right)$

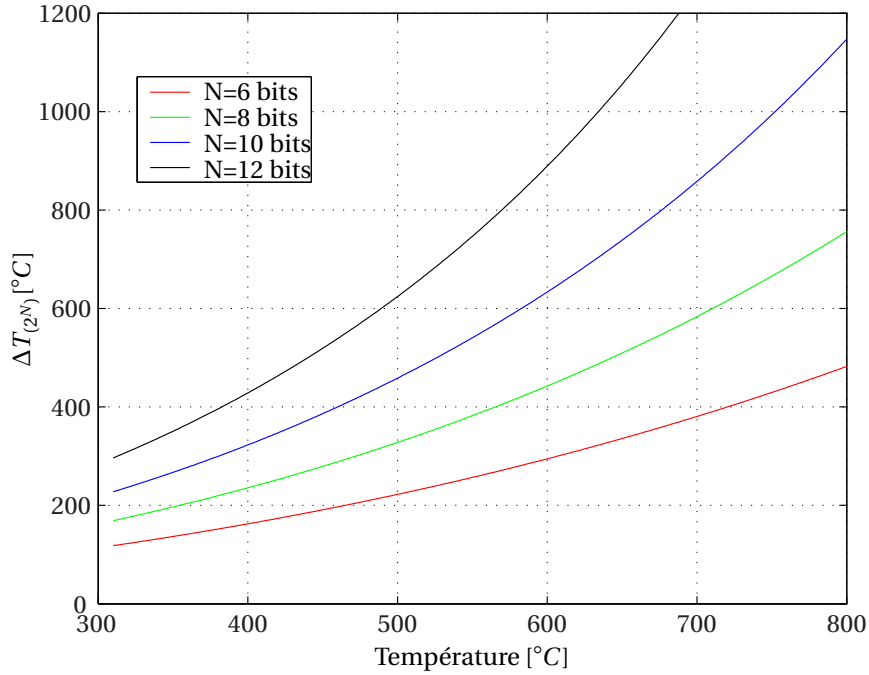


FIG. 2.16 – Dynamique maximale $\Delta T_{(2^N)}$ pour une configuration donnée ($\lambda = 1\mu\text{m}$)

	$\lambda = 1\mu\text{m}$			$\lambda = 500\text{nm}$		
	8 bits	10 bits	12 bits	8 bits	10 bits	12 bits
$T_{\min} = 300^\circ\text{C}$	161°C	217°C	282°C	70°C	91°C	113°C
$T_{\min} = 800^\circ\text{C}$	754°C	1140°C	1740°C	279°C	373°C	481°C

TAB. 2.4 – Quelques valeurs de dynamiques maximales $\Delta T_{(2^N)}$. On interprète le tableau comme suit : un radiomètre fonctionnant à $\lambda = 1\mu\text{m}$ avec 8 bits réels couvre la plage $300^\circ\text{C} \rightarrow 300 + 161 = 461^\circ\text{C}$.

sible qu'on ne puisse pas toujours se limiter à des expériences dont les champs de températures restent inclus dans une unique gamme. On peut toutefois continuer à *mesurer des températures qui varient au cours du temps en adaptant le temps d'intégration en ligne*.

Concernant la mesure de scènes fortement contrastées à chaque instant, on consultera la section §2.3, page 144.

Optimiser la sensibilité du système. La sensibilité dI_d/dT vaut :

$$\frac{dI_d}{dT} = t_i \cdot \int W(\lambda) \cdot \frac{dL^0(\lambda, T)}{dT} \cdot d\lambda \quad (2.20)$$

Elle croît linéairement avec t_i , et rapidement avec T d'après (2.4), page 58. Choisir le temps d'intégration de telle sorte que le signal maximal

soit proche de la saturation permet ainsi d'améliorer de manière significative la sensibilité moyenne sur l'image, et le rapport signal à bruit.

Les algorithmes de contrôle du temps d'intégration étant décorrélés du modèle, mais permettant une amélioration pratique des performances du système, nous les présentons dans le chapitre 4, page 141.

Pour mesurer de fortes variations de flux, avec une sensibilité de type exponentiel, nous souhaitons pouvoir utiliser tous les temps d'intégration proposé par la caméra. **Il y en a plusieurs centaines.**

2.2 Introduire les variations de longueurs d'onde effective

Pour éviter d'étalonner ces centaines de configurations, nous souhaitons trouver un modèle indépendant du temps d'intégration, et l'étalonner globalement, en une seule fois.

Il est intéressant de fixer comme contrainte d'obtenir un modèle $\widehat{\mathbf{I}}_{dP}(T, t_i)$ ou $\widehat{\mathbf{I}}_{dP}(T, t_i, N, \dots)$ avec un seul jeu de paramètres valide pour toutes les configurations, par opposition aux modèles de la forme $\widehat{\mathbf{I}}_{dP}(t_i, N, \dots)(T)$ nécessitant un jeu de paramètres pour chaque t_i, N, \dots

Nous espérons, en début de thèse, obtenir des jeux de paramètres valides au moins pour *des gammes* de temps d'intégration (ou de température), ce qui présentait déjà un progrès en soi.

L'objectif est donc d'accepter d'utiliser un modèle éventuellement plus complexe¹³, afin de simplifier son utilisation future.

Il est alors nécessaire de prendre en compte les variations de la longueur d'onde effective avec la température (section §3 et suivante), et d'isoler différents phénomènes, ce que nous évoquons ci-dessous.

2.3 Isoler différentes causes de non linéarités : modèle physique

Pour espérer obtenir un jeu de paramètres indépendant de la configuration, il faut isoler les propriétés radiométriques (dues au domaine d'absorp-

¹³En effet bien des modèles sont valides *sur une certaine gamme de températures*. Pour rester assez précis sur une gamme plus large, il faut ajouter des termes supplémentaires, comme le veut le principe des développements limités de Taylor, appliqués dans [Saunders 03] à la relation de base (2.2). On notera toutefois que si différents intervalles sont définis, il convient de nouveau de considérer ce qui se passe entre, ou à la limite commune de chaque intervalle.

tion du silicium), des autres phénomènes dus aux imperfections du système ou à sa configuration.

En effet, une condition nécessaire pour que le modèle radiométrique permette de séparer les effets liés au temps d'intégration et à la température mesurée est qu'il isole les non linéarités dues à la loi $I_d(T)$ de celles de sa photo-réponse. En effet, si la température n'évolue pas (ou peu) pendant l'intégration du flux incident, T et t_i influencent le signal de sortie de manières indépendantes. $\widehat{\mathbf{I}}_{dP}(T, t_i)$ doit donc s'écrire comme combinaison d'une fonction de t_i et d'une fonction de T . Il est alors logique que la fonction de T soit le flux émis par un corps noir, ce qui donne la trame suivante :

$$\widehat{\mathbf{I}}_{dP}(t_i, T) = K.t_i.\Phi(T) + \text{offset} \quad (2.21)$$

$$\text{ou :} \quad = K.t_i.\Phi(T) + \text{offset} + \text{courant d'obscurité}(t_i) \quad (2.22)$$

2.3.1 Non linéarité de la photo-réponse

Considérons que le courant d'obscurité¹⁴ est proportionnel au temps d'intégration (courant d'obscurité(t_i) = $\alpha.t_i$), et fixons T . La fonction :

$$\widehat{\mathbf{I}}_d(t_i)|_T = \underbrace{K.(\Phi(T) + \alpha)}_{\text{constante}} .t_i + \text{offset} \quad (2.23)$$

représente alors la photo-réponse du capteur. Si celle-ci n'est pas linéaire, c'est dû uniquement au système (présence de drains anti-blooming par exemple), et la correction est propre au système, donc indépendante de la température.

2.3.2 Non linéarité de la relation flux-température

D'autre part, en raisonnant à temps d'intégration fixé, on a :

$$\widehat{\mathbf{I}}_d(T)|_{t_i} = \underbrace{K.t_i}_{K'} . \underbrace{\Phi(T) + \text{offset} + \text{courant d'obscurité}(t_i)}_{\text{constante}'} \quad (2.24)$$

Les non linéarités de cette fonction $\widehat{\mathbf{I}}_d(T)$ sont d'origine radiative, et proviennent du fait que la relation 2.2 n'est pas linéaire.

Dans ce travail, **il est important de distinguer ces deux causes de non-linéarités**, afin de les corriger correctement. C'est une condition indispensable pour espérer obtenir un jeu de coefficients indépendants du temps d'intégration.

Cette séparation n'est pas toujours effectuée dans l'infrarouge, ce qui peut se justifier si on n'utilise qu'un seul temps d'intégration (voir par exemple

¹⁴Ces différents paramètres seront explicités dans le prochain chapitre.

[Schulz 95]). Toutefois ceci mène à des « incohérences » physiques : si on réduit par 2 l'ouverture, on ne retrouve pas une courbe divisée par 2, puisque les non linéarités de la photo-réponse n'apparaissent que pour un même signal élevé.

2.3.3 Isoler les différents phénomènes perturbateurs

On généralise cette méthode à l'ensemble des phénomènes qui perturbent le signal de sortie. Pour s'assurer de la cohérence entre la situation d'étalonnage dans laquelle ces phénomènes ont une influence donnée (éventuellement nulle, ou dépendant des points de mesure) et la situation de mesure dans laquelle l'influence va être différente.

Un exemple flagrant de cas pour lequel le phénomène ne peut pas être « inclus dans la phase d'étalonnage » est le smearing (voir page 107), qui dépend des intensités des pixels fortement éclairés sur une même colonne (donc du nombre de pixels illuminés). On ne peut pas reproduire cette répartition entre l'étalonnage et la mesure, (sauf à connaître déjà la scène sur laquelle on cherche à faire des mesures). Il vaut donc mieux modéliser le phénomène indépendamment.

2.4 Proposer une nouvelle méthode d'identification

Enfin, comme nous allons le voir, en choisissant un modèle radiométrique plus physique et en étudiant spécifiquement la procédure d'identification, nous allons proposer une nouvelle méthode d'identification permettant un étalonnage précis avec peu de points de référence.

3 Modélisation de la longueur d'onde effective

Nous avons vu les limites des modèles utilisés dans l'infrarouge ou avec des détecteurs silicium, qui divergent de quelques degrés sur une gamme 300 – 1000°C. Dans cette partie, nous allons choisir le type de longueur d'onde effective le plus adapté à notre problème, et la modéliser.

3.1 Position du problème

Nous avons vu qu'il est possible d'établir un modèle paramétré représentant la relation $I_d(T)$ sur une large gamme de 300 à 1000°C, **à condition de prendre en compte les variations de $\lambda_0(\mathbf{T})$** . Pour obtenir un modèle analytique, il est nécessaire de proposer une forme analytique de cette fonction. Les critères énoncés pour $I_d(T)$ (§1.1.1) sont alors valables pour $\lambda_0(T)$, avec un avantage appréciable pour l'identification des paramètres : la fonction $\lambda_0(T)$ varie peu ; l'identification de ses paramètres est donc mieux conditionnée.

Dans cette partie, nous présentons les différentes notions de longueurs d'onde effectives ou efficaces, dans le but d'en trouver une qui admette une forme analytique exploitable et identifiable. Deux remarques générales s'imposent :

1. Ces grandeurs *dépendent physiquement de la température*, mais sont parfois utilisées comme des constantes. Aussi nous nous interrogeons sur l'erreur introduite *par le modèle*, et sur les moyens de réduire cette erreur puisqu'elle est importante dans notre étude.
2. la définition de λ_0 et son identification (détermination de sa valeur λ_0 ou des valeurs $\lambda_0(T)$) sont souvent sans lien. On peut alors se demander si les valeurs obtenues ont un sens physique, ou tout du moins si elles bénéficient des propriétés découlant de la définition.

3.2 Définitions de différentes longueurs d'onde effectives λ_0

3.2.1 La longueur d'onde efficace $\lambda_{e,T}$

Utilisée par exemple dans [Sentenac 02, Sentenac 04], elle permet de se ramener à un modèle de la forme (1.23). Elle vérifie :

$$\forall T, \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} W(\lambda).L^0(\lambda, T).d\lambda = (\lambda_2 - \lambda_1).W(\lambda_{e,T}).L^0(\lambda_{e,T}, T) \quad (2.25)$$

$[\lambda_1; \lambda_2]$ est le support de $W(\lambda)$. Dans les publications précédemment citées, on la suppose indépendante de T et on l'associe à chaque temps d'intégration t_i , ce qui permet de se ramener à un petit intervalle de température. C'est cette approximation qui est discutable ; en effet si l'existence d'une grandeur $\lambda_e(T)$ *pour chaque température* est assurée par le théorème de la moyenne, *rien n'assure qu'il existe une grandeur indépendante de la température*. Notons que λ_e devient dépendante de t_i , et non plus de T , alors que cette notion étant définie pour chaque température, elle devrait être indépendante du temps d'intégration.

3.2.2 La longueur d'onde effective moyenne $\lambda_{T_1-T_2}$

Elle est définie¹⁵ par :

$$\frac{I_d(T_1)}{I_d(T_2)} = \frac{L^0(\lambda_{T_1-T_2}, T_1)}{L^0(\lambda_{T_1-T_2}, T_2)} \quad (2.26)$$

En prenant T_1 comme température de référence, c'est *par définition* la longueur d'onde qui satisfait à la relation (1.24). A strictement parler, cette

¹⁵Nous utilisons ici les appellations de [Kostkowski 62], monographie de référence citée dans la plupart des documents ultérieurs. Dans d'autres publications, on parle de longueurs d'onde effective, ce qui aura un autre sens ici. Les définitions étant généralement rappelées, le risque de confusion est réduit. On notera avec profit que la longueur d'onde effective moyenne dépend de deux températures.

longueur d'onde ne convient que pour le couple (T_1, T_2) . Pour des raisons pratiques (réduction du nombre de calculs notamment), on ne calcule pas directement cette grandeur pour tous les couples (T_1, T_2) . On préfère introduire la longueur d'onde effective¹⁶, qui ne dépend que d'une température.

3.2.3 La longueur d'onde effective λ_T

Elle est obtenue par passage à la limite, en faisant tendre T_2 vers T_1 . [Kostkowski 62] montre que λ_T se calcule numériquement, *dans les domaines pour lesquels l'approximation de Wien est valide*, par :

$$\frac{1}{\lambda_T} = \frac{\int \frac{1}{\lambda} \cdot W(\lambda) \cdot L^0(\lambda, T) \cdot d\lambda}{\int W(\lambda) \cdot L^0(\lambda, T) \cdot d\lambda} \quad (2.27)$$

Connaissant λ_T , on déduit n'importe quelle longueur d'onde effective moyenne via :

$$\frac{1}{\lambda_{T_1-T_2}} = \frac{1}{\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}} \cdot \int_{\frac{1}{T_1}}^{\frac{1}{T_2}} \frac{1}{\lambda_T} \cdot d\left(\frac{1}{T}\right) \quad (2.28)$$

3.2.4 La longueur d'onde effective étendue $\lambda_x(T)$

[Saunders 97] propose d'étendre la définition de longueur d'onde effective en introduisant :

$$\frac{1}{\lambda_x(T)} = T \cdot \int_0^{\frac{1}{T}} \frac{1}{\lambda_T} \cdot d\left(\frac{1}{T}\right), \quad (2.29)$$

ce qui correspond à une longueur d'onde effective moyenne $\lambda_{T-\infty}$. La longueur d'onde effective étendue est liée aux longueurs d'onde effectives moyennes par la relation suivante :

$$\lambda_{T_0-T_1} = \frac{\lambda_x(T_0) \cdot \lambda_x(T_1) \cdot (T_1 - T_0)}{\lambda_x(T_1) \cdot T_1 - \lambda_x(T_0) \cdot T_0} \quad (2.30)$$

Reprenons ces différentes notions afin de décrire leur usage :

3.3 Étude de la longueur d'onde efficace

Pour toute température T , l'existence d'une variable $\lambda_{e,T}$ vérifiant (2.25) est assurée par la continuité de $W(\lambda) \cdot L^0(\lambda, T)$ et le théorème de la moyenne. Ce théorème fournit les valeurs vraies de la longueur d'onde efficace, en fonction de la température (figure 2.17). Comme la fonction $W(\lambda)$ est positive à support fini, elle admet au moins un maximum et ainsi au moins deux longueurs d'onde efficaces par température, comme indiqué sur la figure 2.17 (les subdivisions locales dues aux oscillations ponctuelles de $W(\lambda)$ ne sont pas représentées).

¹⁶D'autres auteurs appellent cette grandeur « longueur d'onde effective limite ».

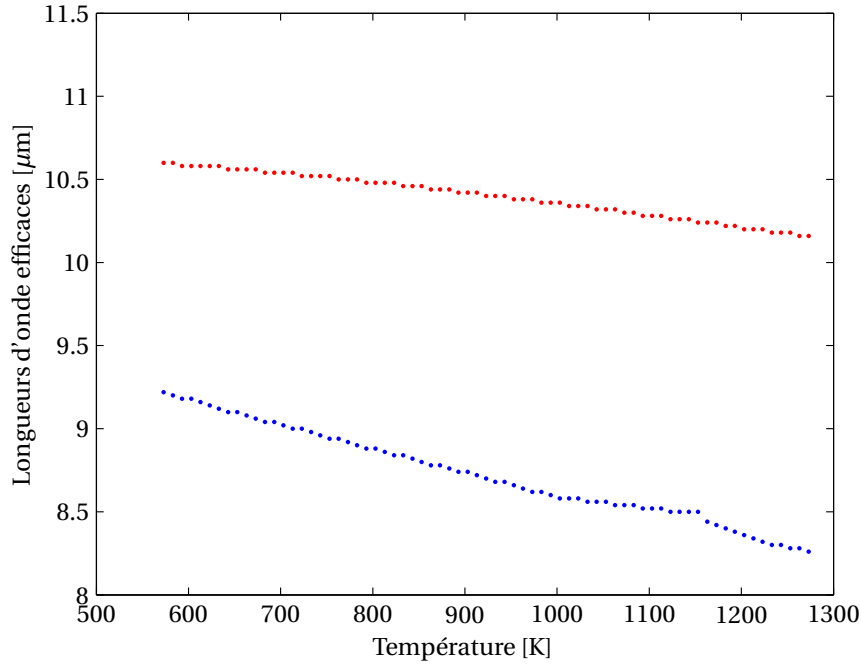


FIG. 2.17 – Longueur d’onde efficace. Pour chaque température T , il existe au moins 2 valeurs de $\lambda_{e,T}$ qui vérifient (2.25).

Cette non-unicité apparaît analytiquement, puisque dans la relation (2.25), la fonction produit $W(\lambda).L^0(\lambda, T)$ n’est pas inversible en λ . **Il n’est donc pas possible de définir $\lambda_{e,T}$ directement à partir de la caractéristique du système $W(\lambda)$.** Malgré son apparente simplicité, la notion de longueur d’onde efficace pose déjà problème : lors de l’identification de la variable $\lambda_{e,T}$, quelle sera la valeur trouvée parmi celles qui vérifient la définition ? On voit que cette notion est en réalité assez peu physique.

D’autre part, si l’existence est assurée *pour tout* T , rien n’indique qu’il est possible de trouver une longueur d’onde efficace convenant sur une large gamme de températures. En effet de manière qualitative, la loi de déplacement de Wien laisse présager que les valeurs des longueurs d’onde efficaces vont diminuer avec la température.

L’utilisation d’une longueur d’onde efficace n’est pas si intuitive qu’il n’y paraît. D’autre part son identification fournit une seule valeur, alors que cette grandeur n’est pas unique. Enfin, la considérer indépendante de la température n’est pas possible du fait de la large gamme de températures que nous voulons couvrir.

3.4 Étude des longueurs d'onde effective et effective moyenne

Ces notions s'utilisent comme suit pour étalonner un pyromètre, à partir de la connaissance de $W(\lambda)$ ([Kostkowski 62], §1.6).

1. Mesure de la réponse spectrale $W(\lambda)$ du système.
2. Calculs numériques pour quelques valeurs T_1, T_2, \dots, T_N de $\frac{1}{\lambda_{T_k}} \left(\frac{1}{T_k} \right)$ d'après (2.27).
3. On suppose que sur chaque intervalle $[T_k; T_{k+1}]$, $k \in \llbracket 1; K-1 \rrbracket$, la variation de $\lambda_T^{-1}(1/T)$ est linéaire.
4. De ce fait la relation (2.28) se simplifie en :

$$\frac{1}{\lambda_{T_k-T}} = \frac{f}{\lambda_{T_k}} + \frac{1-f}{\lambda_{T_{k+1}}} \quad (2.31)$$

$$\text{avec : } f = \frac{1/T-1/T_{k+1}}{1/T_k-1/T_{k+1}}.$$

et en pratique, on considère $f = 1/2$, ce qui fournit :

$$\forall T \in [T_k; T_{k+1}], \frac{1}{\lambda_{T_k-T}} = \frac{1}{\lambda_{T_k-T_{k+1}}} = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{1}{\lambda_{T_k}} + \frac{1}{\lambda_{T_{k+1}}} \right) \quad (2.32)$$

On possède ainsi des valeurs de longueurs d'onde effectives moyennes $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_{N-1}$ sur les $(N-1)$ intervalles de température. Le modèle $I_d(T)$ n'est pas inversible. Aussi lors de la mesure d'un signal I_d , on commence par évaluer la température $T^{(1)}$ connaissant I_d et un $\lambda^{(0)}$ choisi arbitrairement, via (2.26). Comme $T^{(1)}$ appartient à un intervalle $[T_k; T_{k+1}]$, on évalue $T^{(2)}$ connaissant I_d et λ_k , et ainsi de suite tant qu'on change d'intervalle (2 itérations étant suffisantes en pyrométrie d'après [Kostkowski 62]).

3.5 Étude de la longueur d'onde effective étendue

Nous avons vu qu'elle est utilisée dans la forme (1.23), qui peut s'écrire de manière générale comme suit :

$$I_d(T) = \underbrace{\frac{2 \cdot c \cdot K \cdot t_i \cdot W(\lambda_0)}{\lambda_0^4}}_{\text{Terme 1}} \cdot \underbrace{\frac{1}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda_0 \cdot T}\right) - 1}}_{\text{Terme 2}} \quad (2.33)$$

Dans cette expression, la longueur d'onde effective apparaît dans deux termes, ce qui rend difficile son identification lorsqu'on considère qu'elle varie en fonction de la température. En effet :

Lorsque la température varie, le terme exponentiel : $\exp\left(\frac{-C_2}{\lambda_0(T).T}\right)$ varie, mais le terme multiplicateur $2.c.K.W(\lambda_0(T)).\lambda_0^{-4}(T)$ aussi. Comment alors isoler les variations de chacun de ces termes ?

La *définition* de la longueur d'onde effective étendue permet de reporter toutes les variations thermiques dans le terme exponentiel, et d'obtenir *de manière exacte* :

$$I_d(T) = k_w \cdot \exp\left(\frac{-C_2}{\lambda_x(T).T}\right), k_w \in \mathbb{R} \quad (2.34)$$

L'identification de cette relation avec (2.2) fournit¹⁷ :

$$k_w = \int \frac{2.c.W(\lambda)}{\lambda^4} . d\lambda \quad (2.35)$$

$$\text{et : } \frac{1}{\lambda_x(T)} = \frac{T}{C_2} \cdot \ln \left[\frac{\int (2.c.W(\lambda) . d\lambda / \lambda^4)}{\int W(\lambda) . L^0(\lambda, T) . d\lambda} \right] \quad (2.36)$$

Notons que nous utilisons les grandeurs *photoniques*, alors que Saunders utilise les grandeurs énergétiques.

On remarque que le coefficient k_w ne dépend que des caractéristiques spectrales du système. Les dépendances en températures sont regroupées en un seul terme exponentiel, ce qui permet d'envisager d'identifier séparément k_w et des $\lambda_x(T_k)$ à partir de couples $(I_d, T)_k$, et éventuellement de comparer le résultat de cette identification avec leurs définitions respectives.

Différentes formes analytiques ont été proposées pour $\lambda_x(T)$, ne serait-ce parce que toute forme de longueur d'onde effective fournit une longueur effective étendue via (2.29). Nous cherchons à savoir si l'une de ces formes convient à notre contexte, et si l'identification de ses paramètres fournit un résultat « physique », i.e. cohérent avec les définitions.

3.6 Autres approches et bilan

Nous avons vu que l'utilisation de longueurs d'onde effectives $\lambda_0(T)$ sur de larges gammes thermiques et/ou spectrales amènent à prendre en compte ses variations avec la température. λ_0 étant présente dans le terme multiplicateur ET dans le terme exponentiel, ces deux termes devraient varier avec la température. L'utilisation de la longueur d'onde effective étendue permet de regrouper *par définition* toutes ces dépendances dans le terme exponentiel. Mais on peut également choisir de fixer la longueur d'onde utilisée dans le terme exponentiel, et de corriger les dépendances thermiques dans le

¹⁷Certes le choix de k_w n'est pas unique, mais il est « logique », et fournit une définition de $\lambda_x(T)$ simple.

terme multiplicateur. Ainsi dans les publications [Bezemer 74, Coates 77], le modèle utilisé est de la forme :

$$\widehat{\mathbf{I}}_{\mathbf{d}(a,\lambda_T)}(T) = \left(a_0 + \frac{a_1}{T} + \frac{a_2}{T^2} + \dots \right) \cdot \exp\left(\frac{C_2}{\lambda_T \cdot T}\right) \quad (2.37)$$

Ces coefficients sont eux aussi reliés à $W(\lambda)$ [Saunders 03]. Toutefois, en différenciant :

$$\widehat{\mathbf{I}}_{\mathbf{d}} = k_w \cdot \exp\left(\frac{-C_2}{\lambda \cdot T}\right), \quad (2.38)$$

on obtient :

$$\frac{d\widehat{\mathbf{I}}_{\mathbf{d}}}{\widehat{\mathbf{I}}_{\mathbf{d}}} = \frac{dk}{k} + \underbrace{\frac{C_2}{\lambda \cdot T}}_{\gg 1} \cdot \frac{d\lambda}{\lambda}, \quad (2.39)$$

ce qui montre qu'un petit changement relatif de longueur d'onde effective permet de recalibrer de manière significative le modèle $\widehat{\mathbf{I}}_{\mathbf{d}}$, alors qu'un même recalibrage nécessite une modification beaucoup plus importante du terme multiplicateur k .

Nous souhaitons utiliser un modèle dans lequel la variation de λ_0 avec la température n'intervient que dans un terme. L'identification de grandeurs variant peu étant mieux conditionnée, nous privilégions les modèles faisant varier le terme exponentiel ; dans la suite nous étudions les modèles analytiques de longueurs d'onde effective étendue.

4 Modèle proposé

Dans cette section, nous cherchons donc à modéliser la longueur d'onde effective étendue dans notre contexte. Nous proposons également une méthode d'identification pratique de ses paramètres.

4.1 Modélisation de la longueur d'onde effective étendue

4.1.1 Détermination des valeurs vraies de k_w et $\lambda_x(T)$

Pour définir les valeurs vraies de k_w et $\lambda_x(T)$, nous utilisons la réponse spectrale $W(\lambda)$ de notre système, sans ajouter de filtre devant l'objectif, ainsi que les définitions (2.35) et (2.36). **Le fait de ne pas utiliser de filtre nous place dans un cas défavorable** (gamme spectrale étendue).

Il est à noter que si on ne connaît que la valeur relative de $W(\lambda)$, les valeurs de $\lambda_x(T)$ ne sont pas modifiées, et on trouve une valeur de k_w à une constante près (la constante choisie arbitrairement pour $W(\lambda)$). Ceci n'enlève rien à la généralité des propos qui sont tenus ci-dessous.

Les valeurs trouvées sont représentées sur la figure 2.18 (points bleus).

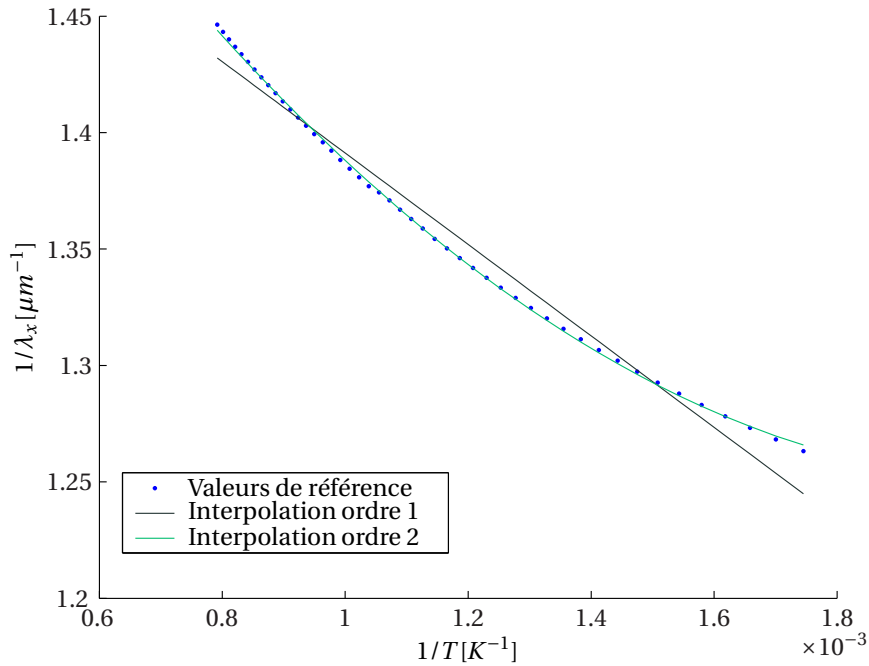


FIG. 2.18 – Longueur d’onde effective étendue et interpolations (2.42)

4.1.2 Modélisation de $\lambda_x(T)$

Deux modèles ont été testés, le second (relation 2.41) fournissant des températures plus précises aux ordres $N = 1$ et $N = 2$:

$$\widehat{\lambda_x}(T) = \sum_{i=0}^N \frac{a_i}{T^i} \quad (2.40)$$

$$\frac{1}{\widehat{\lambda_x}(T)} = \sum_{i=0}^N \frac{a_i}{T^i} \quad (2.41)$$

Le tableau suivant présente les performances obtenues, visible sur la figure 2.19 :

Degré de $P_n(1/T)$	Erreur sur λ_x	Erreur induite sur T
0	9%	119K
1	1.5%	19K
2	0.2%	2.5K

TAB. 2.5 – Modélisation polynomiale de la longueur d’onde effective étendue : $\lambda_x^{-1}(T^{-1})$. Précision en fonction du degré du polynôme dans le cas où le système n’est pas équipé de filtre. **La gamme de températures considérées est : 300-1000°C.**

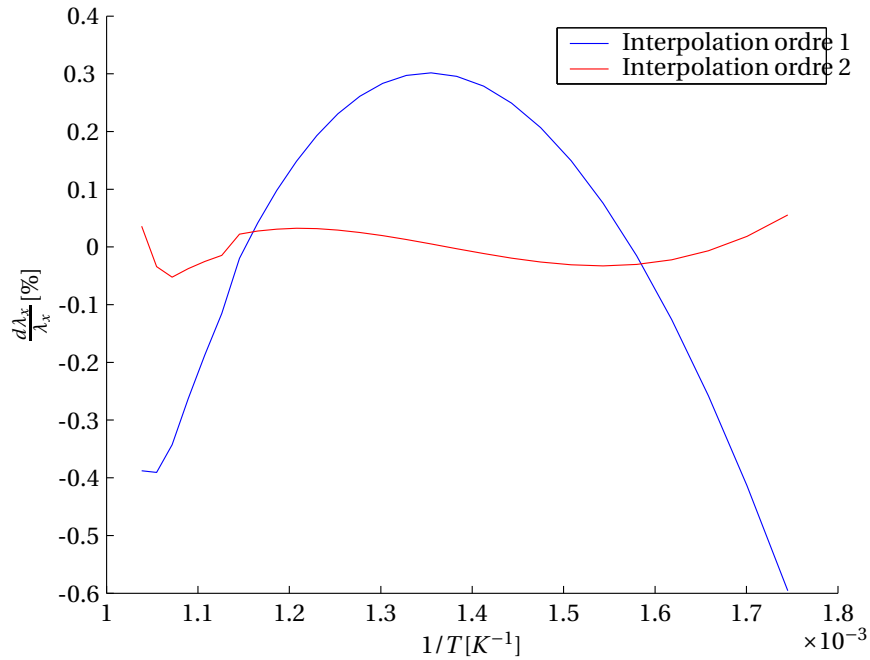


FIG. 2.19 – Erreur d'interpolation

À l'ordre 1, l'erreur relative maximale (figure 2.19) sur $\lambda_x(T)$ est de 1.5%, soit une erreur maximale de $21^\circ C$ à $1273K$.

À l'ordre 2, l'erreur maximale est inférieure à 0.2%, avec une erreur maximale inférieure à $2.5^\circ C$ à $1273K$. Cette erreur est satisfaisante, car inférieure aux autres sources de bruits¹⁸ qui se manifestent à cette température, dans une configuration permettant de réaliser des mesures à $300^\circ C$. Il reste à préciser que cette erreur décroît si on utilise un filtre en entrée du système. *Si on restreint l'amplitude des températures à mesurer (par exemple $300 - 700^\circ C$), le modèle du premier ordre est suffisant.*

Si k_w est connu, on peut identifier les paramètres de (2.41) en minimisant :

$$\left\| \underbrace{\frac{1}{\lambda_x}}_1 + \underbrace{\frac{T_k}{C_2} \cdot \ln \left(\frac{I_{dk}}{k_w} \right)}_2 \right\|_2$$

terme 1 : issu du modèle (2.41),

terme 2 : issu des mesures et du coefficient k_w .

¹⁸Ces bruits sont détaillés dans le chapitre suivant.

Dans bien des cas, le modèle du premier ordre est suffisant. Sans filtre et sur une amplitude maximale de type 300 – 1000°C, le modèle du second ordre est satisfaisant.

Il reste donc à trouver comment identifier k_w .

4.2 Proposition d'une méthode d'identification des paramètres, sans connaissance de $W(\lambda)$

À notre connaissance, il n'y a pas de travaux qui comparent l'identification des paramètres (à partir de points de référence $(I_d, T)_k$) à leur définition connaissant $W(\lambda)$. Pourtant [Saunders 03] montre que les paramètres sont reliés aux caractéristiques de la réponse spectrale du système. Les coefficients a_k permettant d'écrire la longueur d'onde effective étendue sous la forme :

$$\frac{1}{\lambda_x}(T) = a_0 + \frac{a_1}{T} + \dots + \frac{a_n}{T^n} \quad (2.42)$$

s'expriment en fonction des moments centrés μ_k d'ordre k de $W(\lambda)$ définis par :

$$\mu_k = \frac{\int (\lambda - \lambda_0)^k \cdot W(\lambda) \cdot d\lambda}{\int W(\lambda) \cdot d\lambda} \quad (2.43)$$

où λ_0 est ici la longueur d'onde moyenne de $W(\lambda)$. On a alors les développements suivants :

$$a_0 = \lambda_0 \cdot \left(1 - 6 \cdot \frac{\mu_2}{\lambda_0^2} + 21 \cdot \frac{\mu_3}{\lambda_0^3} - 14 \cdot \frac{4 \cdot \mu_4 - 9 \cdot \mu_2^2}{\lambda_0^4} + \dots \right) \quad (2.44)$$

$$a_1 = \frac{C_2}{2} \cdot \left(\frac{\mu_2}{\lambda_0^2} - 7 \cdot \frac{\mu_3}{\lambda_0^3} + 7 \cdot \frac{4 \cdot \mu_4 - 9 \cdot \mu_2^2}{\lambda_0^4} + \dots \right) \quad (2.45)$$

$$a_2 = \frac{C_2^2}{6 \cdot \lambda_0} \cdot \left(\frac{\mu_3}{\lambda_0^3} - \frac{16 \cdot \mu_4 - 39 \cdot \mu_2^2}{2 \cdot \lambda_0^4} + \dots \right) \quad (2.46)$$

$$a_3 = \dots \quad (2.47)$$

4.2.1 Remarque préliminaire

Supposons que nous disposons de points de référence $(I_d, T)_{k \in [1;K]}$, et d'une valeur quelconque de $\widehat{\mathbf{k}}_w$, a priori différente de la valeur vraie k_w . Il est alors possible de déterminer une valeur de longueur d'onde effective étendue pour chacune des températures de référence, en prenant :

$$\widehat{\lambda}_x(T_k) = \frac{-C_2}{T_k \cdot \ln \left(\frac{I_{dk}}{k_w} \right)} \quad (2.48)$$

λ_x est une grandeur qui varie lentement avec T ; il suffit donc de quelques points (par exemple un point tous les 100°C) pour obtenir un modèle n'introduisant que peu d'erreur de température. Bien sûr si la valeur de $\widehat{\mathbf{k}}_w$ est totalement erronée, $\widehat{\lambda}_x(T)$ n'aura aucun sens physique, et pourra être non comprise dans le support de $W(\lambda)$, ni décroissante (figure 2.20).

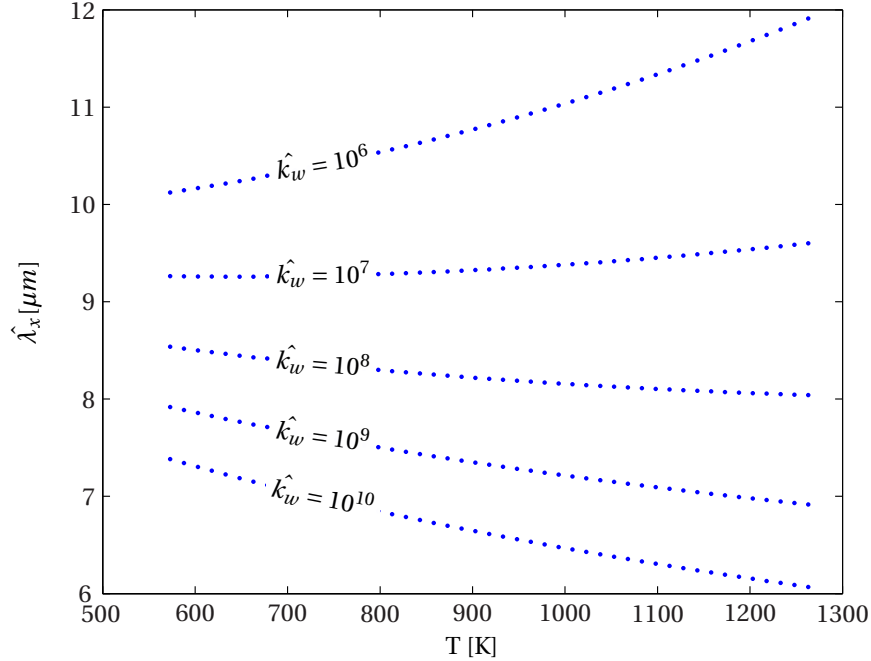


FIG. 2.20 – Estimation de $\lambda_x(T)$ à partir d'une valeur erronée de $\widehat{\mathbf{k}}_w$

Il ne sera alors pas forcément possible de trouver un modèle (2.41) du second ordre passant par les points erronés $(T_k, \lambda_x(T_k))_{k \in \llbracket 1; K \rrbracket}$.

La juste identification de k_w n'est pas indispensable à l'obtention d'un modèle $I_d(T)$ précis. Mais elle est nécessaire à l'obtention d'une fonction $\lambda_x(T)$ cohérente avec sa définition, et donc ayant un sens physique.

Le fait de savoir que pour toute température T , $\lambda_x(T)$ appartient au support de $W(\lambda)$ ne suffit pas à déterminer assez précisément k_w pour s'assurer que $\lambda_x(T)$ est juste.

4.2.2 Identification directe

L'identification directe consiste à rechercher $P = (k_w, a_0, a_1, \dots)$ par minimisation de $\left\| \widehat{\mathbf{I}}_d - I_d \right\|_2$. Nous évitons cette méthode car elle nécessite une

initialisation de P peu évidente, et qu'elle n'utilise pas le fait que k_w et $\lambda_x(T)$ ont des rôles physiques bien différents.

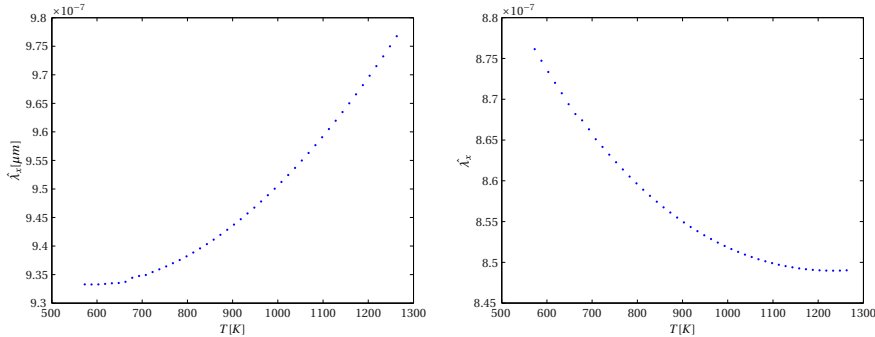
4.2.3 Estimation sur 2 températures basses

4.2.3.1 Principe On sait que la fonction $\lambda_x(T)$ varie lentement avec la température, puisque bien des modèles la supposent constante sans détecter d'erreur sensible. On a par ailleurs vu que son inverse varie moins vite à basse température (figure 2.18). On considère donc les points de référence de plus basses températures (I_{d1}, T_1) et (I_{d2}, T_2). On a alors un système de deux équations à trois inconnues ($k_w, \lambda_x(T_1), \lambda_x(T_2)$), qui se ramène à deux inconnues en notant que $\lambda_x(T_1) \approx \lambda_x(T_2) \approx \lambda_x$:

$$I_{d1} = k_w \cdot \exp\left(\frac{-C_2}{\lambda_x \cdot T_1}\right) \quad (2.49)$$

$$I_{d2} = k_w \cdot \exp\left(\frac{-C_2}{\lambda_x \cdot T_2}\right) \quad (2.50)$$

ce qui fournit $\widehat{\mathbf{k}_w}$ et $\widehat{\lambda_x}$. Connaissant $\widehat{\mathbf{k}_w}$, on se ramène à l'identification des paramètres de $\lambda_x(T)$. La figure 2.21(a) montre que la fonction trouvée n'est pas physique (elle est croissante).



(a) Estimation de $\widehat{\mathbf{k}_w}$ à partir de 2 températures

(b) Effet du recalage en température

FIG. 2.21 – Estimation de $\widehat{\lambda_x}$ et k_w à partir de deux points de référence

4.2.3.2 Recalage en température L'erreur provient du fait que la valeur λ_x trouvée n'est pas associée de manière claire à la température T_1 ou T_2 (faut-il prendre $\widehat{\mathbf{k}_w} = I_{d1} \cdot \exp\left(\frac{C_2}{\lambda_x(T)T_1}\right)$ ou $\widehat{\mathbf{k}_w} = I_{d2} \cdot \exp\left(\frac{C_2}{\lambda_x(T)T_2}\right)$?). En associant λ_x à la moyenne arithmétique de ces deux températures, on trouve la fonction représentée sur la figure 2.21(b). Celle-ci est décroissante, et plus proche des valeurs vraies.

4.2.4 Estimation sur 3 températures élevées

La dernière méthode testée (qui est en fait la plus efficace) est le pendant de la précédente, mais à un ordre supérieur. L'hypothèse faite est donc que sur un intervalle restreint, le modèle (2.41) est vérifié à l'ordre 1. On dispose alors, en considérant trois points de référence, d'un système de trois équations de la forme (2.41) à trois inconnues (k_w, a_0, a_1). De la résolution de ce système, on trouve une estimation¹⁹ suffisamment juste de k_w : $\widehat{\mathbf{k}_w} = 1.70.10^8 NG/s$. Cette valeur permet de déduire une estimation des $\lambda_x(T_k)$, qui sert ensuite à identifier les coefficients (a_0, a_1, a_2) de $\lambda_x(T)$. On trouve des valeurs peu modifiées, ce qui montre que le coefficient de degré 2 n'est bien qu'un terme correctif de moindre importance :

$$\begin{aligned}\widehat{\mathbf{a}_0} &= 1.42.10^6 m^{-1} \\ \widehat{\mathbf{a}_1} &= -1.94.10^8 K/m \\ \widehat{\mathbf{a}_2} &= 3.69.10^{10} K^2/m\end{aligned}$$

L'erreur résiduelle est représentée sur la figure 2.22. Elle vérifié la limite que nous nous étions fixés (1K).

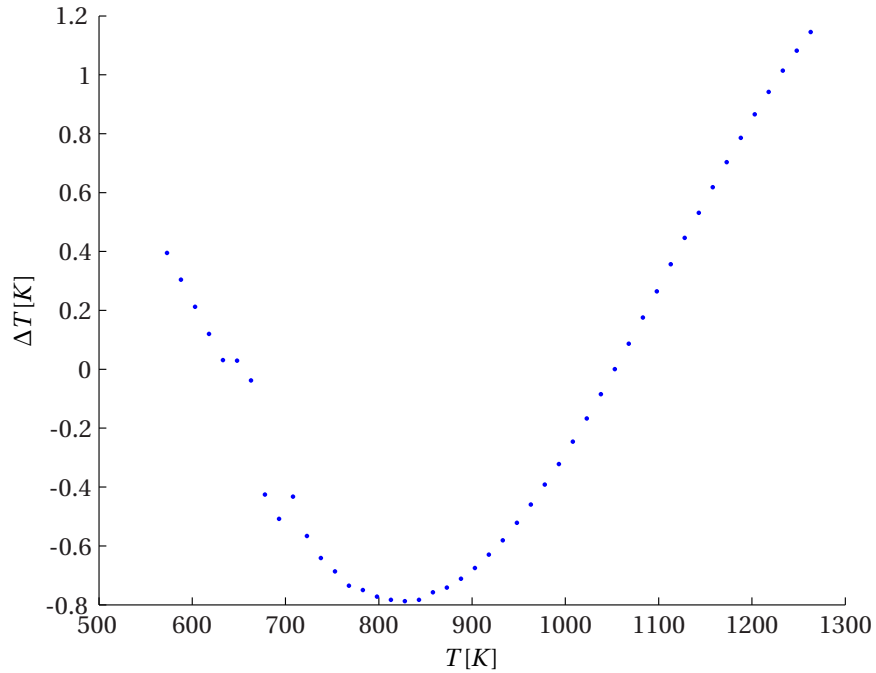


FIG. 2.22 – Erreur résiduelle, après identification des paramètres de la longueur d'onde effective étendue au second ordre

¹⁹ Accessoirement on trouve aussi $\widehat{\mathbf{a}_0} = 1.39.10^6 m^{-1}$ et $\widehat{\mathbf{a}_1} = -1.31.10^8 K/m$.

4.3 Bilan

4.3.1 Modélisation et identification des paramètres : résumé

On se propose de modéliser le système par la relation :

$$I_d(T) = k_w \cdot \exp\left(\frac{-C_2}{\lambda_x(T) \cdot T}\right), \quad (2.51)$$

$$\text{avec : } \frac{1}{\lambda_x(T)} = a_0 + \frac{a_1}{T} \left(+ \frac{a_2}{T^2}\right) \quad (2.52)$$

On considère des données de référence $(I_d, T)_{k \in [1;K]}$, échelonnées tous les $50^\circ C$. Cet écart est suffisant pour que le bruit n'affecte pas le rapport entre deux points successifs, et suffisamment faible pour que les hypothèses concernant les variations de $\lambda_x(T)$ restent valides.

1. Identification de k_w . On considère les trois points les plus chauds de la gamme. Ils fournissent une première évaluation de (a_0, a_1) et k_w via :

$$\begin{pmatrix} a_0 \\ a_1 \end{pmatrix} = M^{-1} \cdot L$$

$$\text{avec } M = C_2 \cdot \begin{pmatrix} \frac{1}{T_{K-1}} - \frac{1}{T_K} & \frac{1}{T_{K-1}^2} - \frac{1}{T_K^2} \\ \frac{1}{T_{K-2}} - \frac{1}{T_K} & \frac{1}{T_{K-2}^2} - \frac{1}{T_K^2} \end{pmatrix}$$

$$\text{et } L = \begin{pmatrix} \ln\left(\frac{I_d(T_K)}{I_d(T_{K-1})}\right) \\ \ln\left(\frac{I_d(T_K)}{I_d(T_{K-2})}\right) \end{pmatrix}$$

Enfin :

$$\widehat{k_w} = \frac{I_d(T_{K-1})}{\exp\left(-C_2 \cdot a_0 / T_{K-1} - C_2 \cdot a_1 / T_{K-1}^2\right)} \quad (2.53)$$

2. On calcule les $\lambda_x(T_k)$, via (2.51).
3. On identifie les paramètres de (2.52), au sens des moindres carrés.

4.3.2 Évaluation du modèle proposé

Reprenons les critères de la section §1.1.1 :

1. Le modèle proposé est basé sur des principes physiques, puisqu'il repose sur l'approximation de Wien de la loi de Planck, et sur la dépendance en température de la longueur d'onde effective du système.

2. Le modèle *admet seulement trois à quatre paramètres pour toute la gamme de températures mesurables*. En effet **ces coefficients sont indépendants du temps d'intégration utilisé**. C'est l'une des **contributions importantes de ce travail**. Les avantages sont multiples : on démontre ainsi le bon sens physique de notre modèle puisqu'il est cohérent avec toutes les configurations. **La procédure d'étalonnage est simplifiée et surtout beaucoup plus courte**. Tous les temps d'intégration sont utilisables, et dès après l'étalonnage général. Le système est caractérisé par un unique jeu de paramètres, ce qui rend des comparaisons possibles (réponse, barycentre de $W(\lambda)$, largeur de $W(\lambda)$, etc.)
3. Les coefficients sont liés à la physique du système de mesure, k_w correspondant au grandissement de l'objectif et autre rendement quantique (quantité de réponse), alors que $\lambda_x(T)$ est lié à la forme de la réponse spectrale.
4. Inversion du modèle. C'est sur ce point que nous perdons en simplicité. Notons tout de même que dans une optique de *visualisation rapide*, il est possible de simplifier le modèle en

$$I_d(T) = k_w \cdot \exp\left(\frac{-C_2 \cdot a_0}{T}\right)$$

Pour la *mesure*, le modèle utilisant la relation (2.52) *au premier ordre* est inversible :

$$\begin{aligned} I_d &= k_w \cdot \exp\left(\frac{-C_2}{T} \cdot \left(a_0 + \frac{a_1}{T}\right)\right) \\ \Leftrightarrow \ln\left(\frac{I_d}{k_w}\right) &= -C_2 \cdot \left(\frac{a_0}{T} + \frac{a_1}{T^2}\right) \\ \Leftrightarrow C_2 \cdot a_1 \cdot \left(\frac{1}{T}\right)^2 &+ C_2 \cdot a_0 \cdot \left(\frac{1}{T}\right) + \ln\left(\frac{I_d}{k_w}\right) = 0 \end{aligned}$$

T étant positive, on a, par résolution de cette équation du second degré en $1/T$:

$$T = \frac{2 \cdot a_1}{-a_0 + \sqrt{a_0^2 - 4 \cdot \frac{a_1}{C_2} \cdot \ln\left(\frac{I_d}{k_w}\right)}} \quad (2.54)$$

Au second ordre, il faut utiliser des méthode d'inversion récursives, comme suit :

- (a) Initialisation de la température à estimer $\widehat{\mathbf{T}}_0$ (par exemple celle du même point à l'instant précédent).
- (b) (pour l'itération n :) Calculs de la longueur d'onde effective étendue (via relation (2.41), de degré 2) : $\widehat{\lambda}_{n0} = \lambda_x(T_n)$.

(c) Réévaluation de la température :

$$\widehat{\mathbf{T}}_{n+1} = \frac{-C_2}{\widehat{\lambda_{\mathbf{x}n}} \cdot \ln(I_d/k_w)} \quad (2.55)$$

(d) Rebouclage éventuel à l'item 2.

En pratique l'algorithme converge, *en moins de cinq itérations*²⁰.

5. Précision : c'est l'autre point fort de ce modèle. **Il permet, même sur la gamme élargie 300 – 1000°C, d'obtenir une erreur maximale de l'ordre du degré.**

5 Conclusion

Le modèle proposé est caractérisé par un unique jeu de paramètres, variables sur toute la gamme de températures considérées. Ceci simplifie à la fois l'étalonnage et la mesure. Il atteint une précision que ne fournissent pas les modèles radiométriques utilisés habituellement en thermographie infrarouge, ou avec des détecteurs silicium.

Ce modèle a été appliqué à un étalonnage réel, avec la caméra EC1380 de chez Prosilica, effectué à partir de mesures sur un corps noir [Rotrou 06]. Sur une gamme 400 – 700°C, on a considéré uniquement trois températures de référence (600, 650 et 700°C), *dont on a pré-traité les signaux de sortie pour se ramener au cas idéal de ce chapitre, décrit en introduction*. Ces trois points ont servi à identifier les paramètres (k_w, a_0, a_1) :

$$\begin{aligned} k_w &= 2.11.10^{11} \quad NG/s \\ a_0 &= 1.10.10^6 \quad m^{-1} \\ a_1 &= -3.02.10^7 \quad K/m \end{aligned}$$

En utilisant ensuite ces valeurs pour trouver le signal de sortie à 400°C, l'erreur s'est révélée être inférieure à 0.1°C.

Deux points sont donc à retenir :

1. Le modèle mis en place permet de couvrir l'ensemble de la gamme 300 – 1000°C quel que soit le temps d'intégration utilisé, d'un point de vue théorique comme d'un point de vue pratique.
2. D'un point de vue pratique, il faut se ramener à la situation idéale étudiée de ce chapitre. Pour ce faire, il est nécessaire d'étudier

²⁰Ceci a été vérifié en considérant les signaux de $I_d(300^\circ C)$ à $I_d(1000^\circ C)$, avec $\widehat{\mathbf{T}}_0 = 650^\circ C$, cas défavorable où on n'a pas d'information sur la température. Le critère d'arrêt est le suivant : $|\widehat{\mathbf{T}}_{n+1} - \widehat{\mathbf{T}}_n| < 0.1K$

différents *phénomènes perturbateurs*, et de savoir les éliminer ou les corriger, en situation d'étalonnage comme en situation de mesure. Le chapitre suivant concerne ces points.

Chapitre 3

Étude des phénomènes perturbateurs

Dans le chapitre précédent, nous avons considéré une image obtenue dans des conditions idéales. Le présent chapitre s'intéresse à l'image brute, acquise en conditions réelles. L'objectif est de déterminer les corrections à apporter pour se ramener à la situation du chapitre précédent et appliquer le modèle radiométrique, selon le principe suivant :

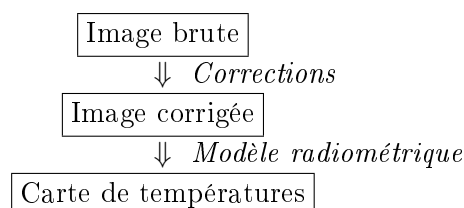


FIG. 3.1 – De la carte d'intensités à la carte de températures

Notre étude de chacun des phénomènes perturbateurs s'oppose aux modélisations du système de type « boîte noire ». Comme nous allons le voir, les conditions influençant l'image obtenue sont multiples ; ce n'est qu'en les identifiant et en les considérant une à une qu'il est possible d'obtenir une situation d'étalonnage conforme à l'ensemble des situations de mesure ; ces situations nécessitant éventuellement des corrections pour se ramener à une situation idéale dans laquelle chacun des pixels est :

1. de comportement invariant, et notamment indépendant du signal de sortie et de la température du détecteur,
2. indépendant des signaux des autres pixels,
3. et identiques aux autres pixels, afin qu'un même modèle radiométrique s'applique à tous.

Ces trois catégories de phénomènes perturbateurs sont étudiés selon la méthode suivante.

1 Étude générale

1.1 Méthode

La méthode suivante sert de fil conducteur à l'étude.

1. Identification de la cause d'erreur. L'affichage en fausses couleurs, ainsi que l'étude statistique des données de référence, aident à la mise en évidence de ces causes.
2. Quantification de l'effet perturbateur.
3. Évaluation de l'erreur qu'il induit en terme de température. Détermination des cas pour lesquels l'erreur n'est pas négligeable.
4. Si l'erreur est significative¹, proposition d'une méthode de correction « macroscopique », i.e. sans connaissance des paramètres internes du détecteur (ceux-ci étant généralement difficiles à obtenir du constructeur, ou délicats à mesurer). Vérification de la cohérence de la correction avec la physique du détecteur.
5. Évaluation de l'incertitude résiduelle.

1.2 Évaluation de l'erreur sur la température

Voici quelques éléments généraux pour évaluer l'influence d'un phénomène sur la mesure de température (point 3 de la méthode), qui seront repris dans la suite. Nous considérons une erreur inférieure à la centaine de degrés, ce qui valide l'utilisation d'une longueur d'onde effective constante. On a donc :

$$I_d(T) = A \cdot \exp\left(\frac{-C_2}{\lambda \cdot T}\right) \quad (3.1)$$

$$\Rightarrow \frac{\Delta I_d}{I_d} = \frac{C_2}{\lambda \cdot T} \cdot \frac{\Delta T}{T} \quad (3.2)$$

Cette différentielle représente notamment deux cas particuliers.

1.2.1 Erreur « multiplicative »

Une erreur est dite multiplicative lorsque $\Delta I_d/I_d$ est constante. L'erreur relative sur la température est alors proportionnelle à la température (3.2). Le tableau 3.1 indique, pour $\lambda = 1\mu m$, les ordres de grandeurs des erreurs de températures causées.

¹Si l'erreur est supérieure à l'objectif fixé.

$\Delta I_d/I_d$	$T[K]$	$\Delta T/T$	$\Delta T[K]$
1%	600K	4.10^{-4}	0.2
	1300K	9.10^{-4}	1.2
10%	600K	4.10^{-3}	2
	1300K	9.10^{-3}	12

TAB. 3.1 – Influence d’une erreur multiplicative sur le signal de sortie

1.2.2 Erreur « additive »

Dans ce cas, c’est le signal perturbateur ΔI_d , qui s’ajoute au signal vrai I_d , qui est constant. La relation (3.2) fournit alors :

$$\Delta T = \underbrace{\frac{\lambda.T^2}{C_2}}_{7 \text{ à } 130} \cdot \frac{\Delta I_d}{I_d} \quad (3.3)$$

Compte-tenu des fortes valeurs de $\lambda.T^2/C_2$, cette erreur peut devenir importante, notamment pour de faibles signaux I_d .

1.2.3 Exemple d’application : influence des non uniformités sur le minimum de différence de température détectable

Quel est le lien entre le minimum de différence de température détectable et les non uniformités de réponse? La non uniformité d’un pixel peut être assimilée à une erreur multiplicative, de la forme :

$$\Delta I_d = k.I_d, \text{ avec } k \in \mathbb{R} \quad (3.4)$$

La différence de température apparente ΔT causée par une telle non uniformité vérifie (3.2). Inversement, pour pouvoir observer des différences ΔT , il faut que les non uniformités vérifient :

$$k \leq \frac{C_2.\Delta T}{\lambda.T^2} \quad (3.5)$$

Dans l’infrarouge², on retrouve que pour pouvoir observer des différences de l’ordre de $\Delta T = 0.01K$, il faut que les non-uniformités soient inférieures à 10^{-4} , résultat annoncé dans la publication [Schulz 95].

Dans le proche visible ($\lambda \approx 1\mu m$), pour observer des différences de températures de $0.1K$ autour de $600K$, les non uniformités ne doivent pas excéder 4.10^{-3} .

²Avec $\lambda = 1.3\mu m$ et $T = 300K$.

2 Détecteur invariant

Nous considérons ici l'influence de la température de substrat du détecteur, et celle de la non linéarité de sa photo-réponse. Les variables modifiant le comportement du détecteur sont alors sa température et le signal de sortie.

2.1 Influence de la température du détecteur

2.1.1 Présentation du phénomène

La température du détecteur (température de substrat T_d) modifie son comportement et notamment :

- son rendement quantique [Rolland 85],
- son courant d'obscurité [Buil 89, Widenhorn 02].

Lorsque la température du détecteur varie sur de larges gammes de températures, il est nécessaire de prendre en compte ses effets, comme dans [Sentenac 03] qui travaille sur une gamme $T_d \in [-50; +80^\circ C]$.

2.1.2 Quantification

D'après [Rolland 85], les variations de **rendement quantique** sont faibles lorsque la température du détecteur reste entre 20 et 30°C. Nous les négligeons donc.

L'influence sur les **courants d'obscurité** est évaluée comme suit : la caméra est placée dans une enceinte régulée en température³. Pour chaque température de l'enceinte, on sauvegarde une image moyennée sur 50 images (pour diminuer l'influence des bruits temporels), pour différents temps d'intégration, en obscurité, ce qui fournit, pour tout (u, v) , $I_{d(u,v)}^{\text{OBS}}(t_i)$. La pente de ces courbes fournit les courants d'obscurité de chacun des détecteurs. La caméra acquiert en continu des images durant la stabilisation de l'enceinte, afin d'atteindre un régime continu⁴, invariant au cours des mesures qui peuvent s'étendre sur plusieurs minutes.

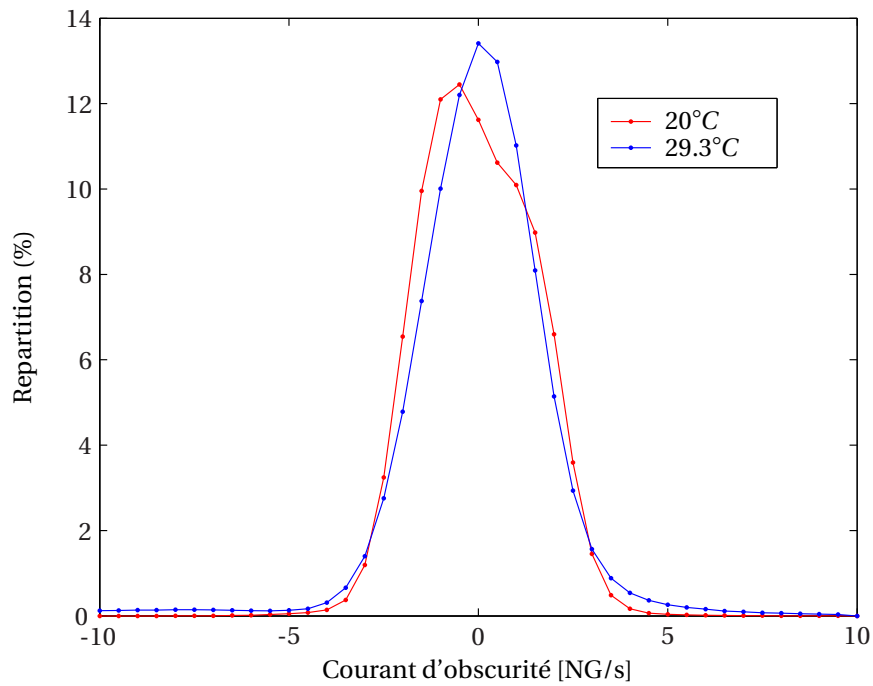
La figure 3.2(a) représente la répartition des courants d'obscurité au sein de la matrice, à 20 et 29°C, pour une matrice CCD. *En moyenne sur la matrice CCD (12 bits), les courants d'obscurité sont négligeables (inférieurs à 0.1 NG/s), et varient peu avec la température du détecteur comprise entre 20 et 30°C.*

Pour la matrice CMOS (10 bits), ces courants admettent une valeur médiane de l'ordre de 8NG/s (figure 3.2(b)). À caractéristiques de détecteurs égales, c'est un résultat connu que les courants d'obscurité des détecteurs

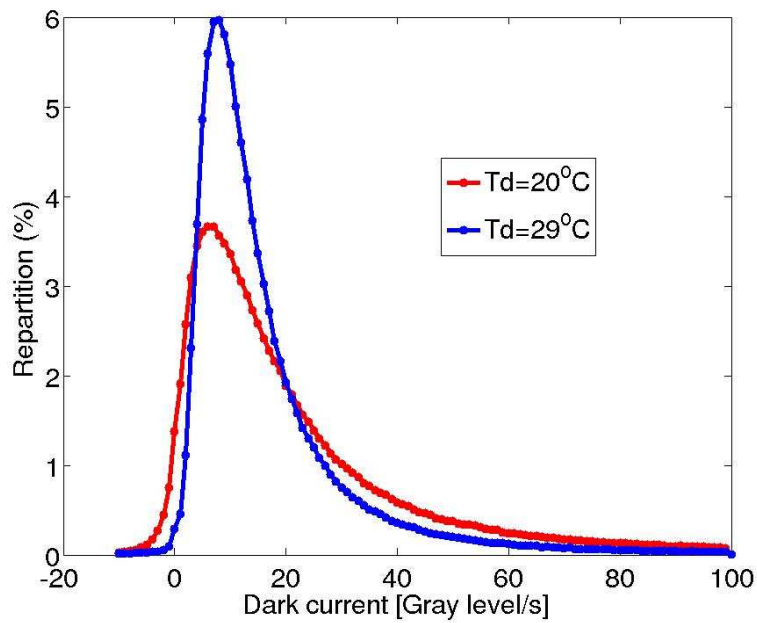
³Cette enceinte est une VOETSCH VT 4002 de 16 litres. Elle est réglable de -40 à 130°C, avec une stabilité de $\pm 1^\circ C$.

⁴quitte à ce que la température du détecteur soit légèrement plus élevée que celle de l'enceinte.

3. Étude des phénomènes perturbateurs



(a) Répartition des courants d'obscurité pour la matrice CCD EC1380 (12 bits), à 20 et 29.3°C



(b) Répartition des courants d'obscurité pour la matrice CMOS CV1280 (10 bits), à 20 et 29°C

FIG. 3.2 – Influence de la température du détecteur sur les courants d'obscurité

CMOS sont généralement plus élevés ; en 2003 (les détecteurs CMOS progressent rapidement sur ce point), on annonçait des valeurs typiques de 500 à $1000pA/cm^2$ pour le CMOS, contre 50 à $200pA/cm^2$ pour des CCD optimisés [Magnan 03].

La répartition spatiale des courants d'obscurité est plus étroite pour le CCD que pour le CMOS. Alors que plus de 98% des pixels ont un courant d'obscurité compris dans un intervalle de $10NG/s$ pour les premiers (0.25% de la dynamique après une seconde), seulement 90% des pixels CMOS ont un courant d'obscurité inférieur à $40NG/s$ (4% de la dynamique après une seconde).

Enfin, la répartition reste globalement invariante pour le CCD pour des températures comprises entre 20 et $30^\circ C$. Celle des CMOS se décale vers les forts courants d'obscurité, et s'élargit.

2.1.3 Conclusion

L'influence de la température du détecteur reste faible (pas d'influence sur le rendement quantique ni les courants d'obscurité) pour des détecteurs CCD dont la température de substrat reste inférieure à $30^\circ C$.

Pour les matrices CMOS, par contre, ces courants sont plus importants. De plus, leur répartition est large, et varie avec la température T_d du détecteur, ce qui rend les corrections impossibles sans sa connaissance. Il faut donc s'orienter vers des modèles prenant en compte cette donnée pour des détecteurs CMOS. La mesure de T_d est déjà prévue dans des protocoles de communication tels que FirewireTM, mais elle n'est pas encore accessible sur les caméras existantes. Aussi les caméras CMOS sont elles pour l'instant peu précises avec de grands temps d'intégration, pour lesquels l'incertitude sur le signal d'obscurité devient importante. Les caméras CMOS actuelles ne sont donc pas utilisables pour des mesures de températures apparentes basses ($300 - 500^\circ C$).

2.2 Non linéarité de la photo-réponse

Nous avons vu dans le chapitre précédent l'importance de ne pas confondre différentes causes de non linéarité. Concernant celle *de la photo-réponse*, la relation considérée est celle qui lie le signal de sortie I_d à l'énergie $E = \Phi.t_i$ reçue par le détecteur durant l'intégration, *pour une répartition de la densité spectrale de puissance donnée*. En effet nous considérons ici les phénomènes qui se produisent après la génération de charges et leur accumulation dans le puits de potentiel. L'étude reste générale, les aspects spectraux étant pris en compte d'autre part (réponse spectrale définissant la forme de la longueur d'onde effective étendue).

De manière implicite, de nombreux algorithmes de correction, tout comme l'établissement du modèle radiométrique, supposent que la photo-réponse du

détecteur est linéaire. Il est donc important d'effectuer cette étude et cette correction en premier lieu.

2.2.1 Présentation

Les caméras CCD et CMOS n'admettent pas une photo-réponse strictement linéaire. Ceci est dû au fait que ces caméras bas-coût sont des outils de visualisation, et non de mesure. Dans cette optique, et particulièrement pour minimiser les effets du blooming et du smearing, les caméras CCD sont équipées de drains anti-blooming. Quand le détecteur est fortement illuminé⁵, ces drains redirigent une partie des charges en excès vers le substrat [Stevens 91]. D'autres causes de non linéarités sont dues à des valeurs de capacité qui dépendent de leur charge, ou aux non linéarités de type MOSFET, liées aux non linéarités de la chaîne d'amplification [Theuwissen 95, Ferrero 06].

2.2.2 Quantification

2.2.2.1 Méthodes usuelles On trace usuellement la photo-réponse en utilisant un jeu de filtres, de transmissions monochromatiques constantes sur leur domaine de transmission, devant une lampe temporellement stable ; ou en faisant varier l'intensité d'alimentation de la lampe [Campos 00]. Ainsi on établit la relation entre I_d et le flux incident Φ , l'énergie reçue E , ou la température T dans [Tsin 01, OOI 02, Hilbert 04, Shi 05]. L'inconvénient est alors que la répartition de la densité spectrale peut changer, mélangeant alors la photo-réponse à des phénomènes spectraux.

Aussi d'autres auteurs préfèrent atténuer le flux reçu en modifiant la distance d'observation d_{obs} et en adoptant une loi en $1/d_{\text{obs}}^2$ [Bonicatto 91]. Mais de grandes distances sont nécessaires pour obtenir toute la dynamique de la caméra⁶ et il est délicat de changer les distances sans dérégler les alignements par exemple.

2.2.2.2 Méthode adoptée Toutes ces méthodes reposent sur la variation du flux incident. Il nous semble plus simple, et plus rapide, de faire varier le temps d'intégration t_i , ce qui permet de ne pas modifier la répartition de la densité spectrale incidente, ni les réglages optiques. De plus le réglage du temps d'intégration est largement utilisé dans nos mesures, et il n'est pas

⁵Il s'agit là de non-linéarités qui apparaissent pour les forts signaux. Pour les très faibles signaux, on signale parfois des non linéarités, qui peuvent n'être dues qu'à un rapport signal à bruit très faible.

On fera attention, dans le cas où on effectue des mesures sur un ensemble de pixels, à ce qu'aucun d'eux ne fournisse un signal nul, ce qui augmente artificiellement la moyenne spatiale.

⁶Pour une caméra 12 bits, le rayonnement peut varier d'un facteur 2^{12} , soit des distances d'observation variant d'un facteur $2^6 = 64$.

inutile de faire des mesures de référence avec différents temps d'intégration⁷.

Un moyen rapide de tracer l'allure de la photo-réponse est de placer la caméra devant une source stable temporellement (corps noir par exemple) et de tracer $I_d(t_i)$ (figure 3.4, page 105).

En observant l'écart à la droite, on note une non linéarité pour des signaux proches de la saturation. En première approche, cet écart n'est pas évident à quantifier, car on peut tenter de « fitter » la droite à la courbe de différentes manières... mais on observe alors des variations de températures fournies par le modèle en faisant varier le temps d'intégration. Ces écarts sont régis par la loi associées aux erreurs multiplicatives.

Illustrons en supposant la photo-réponse linéaire et identifions les coefficients (A, D) d'un modèle de la forme⁸ :

$$I_d = A. \exp\left(\frac{-C_2}{\lambda.T}\right) + D$$

Puis sur la même scène, observons la température \hat{T} fournie pour différents temps d'intégration. Cette température ($963K$ dans notre expérience) est bien retrouvée, mais on observe une variation pouvant atteindre $3K$, notamment pour les signaux proches de la saturation. D'après la relation (3.2) :

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{\Delta I_d}{I_d} \cdot \frac{\lambda.T}{C_2},$$

l'erreur relative $\Delta I_d/I_d$ de non linéarité est de l'ordre⁹ de 5%, ce qui n'est pas négligeable (tableau 3.1, page 97).

De manière plus générale, en calibrant sans prendre en compte la non linéarité, on met en évidence que ce sont les signaux de sortie élevés qui créent un biais entre le modèle paramétré et les mesures de référence.

Pour quantifier la non linéarité, on peut introduire le taux de transfert de charge, rapport du nombre de charges contribuant au signal de sortie, sur le nombre de charges générées. Ce taux vaut 1 dans le domaine de linéarité, puis décroît à l'approche de la saturation. Pour le détecteur considéré, il chute à 93% pour des signaux de sortie très proches de la saturation. L'erreur maximale est donc de 7%.

2.2.3 Évaluation de l'erreur sur la température

Sur la mesure absolue, cette erreur a déjà été étudiée (§1.2.1) : elle cause une erreur maximale de température de $8K$ à $1300K$. Mais si on s'intéresse

⁷On peut ainsi détecter une éventuelle erreur dans la loi de réglage du temps d'intégration, ou dans son utilisation.

⁸Un modèle de cette forme est ici justifié, car nous allons raisonner à température constante.

⁹Cette valeur est quelque peu inférieure à celle que nous déterminerons pas la suite (7%), car en « fittant » on prend un coefficient directeur légèrement inférieur au coefficient réel, et on répartit les écart à la droite vraie sur toute la dynamique.

3. Étude des phénomènes perturbateurs

à des écarts de températures, pour calculer des contraintes par exemple, l'erreur peut devenir très importante, comme l'atteste l'exemple suivant entre deux points indicés 1 et 2 :

$$\begin{aligned} I_{d1} = I_d^{\text{Sat}}/2 &\Rightarrow \frac{\Delta I_d}{I_d}(I_{d1}) \approx 0 \Rightarrow \Delta T_1 \approx 0 \\ I_{d2} \approx I_d^{\text{Sat}} &\Rightarrow \frac{\Delta I_d}{I_d}(I_{d2}) \approx 7\% \Rightarrow \Delta T_2 \approx 8K \end{aligned}$$

Ainsi l'erreur sur la différence de température est très importante (8K). De la même manière, en observant un même point à 1300K avec différents temps d'intégration, la température annoncée variera de ces mêmes 8K, ce qui est important au vu de la précision recherchée du modèle.

Il faut donc pouvoir corriger cette non-linéarité, faute de quoi on ne pourra se servir des intensités les plus élevées.

2.2.4 Modélisation « macroscopique » et correction

Dans l'objectif d'établir une correction de la non linéarité générale (pouvant ainsi se reconduire à chaque situation), il est nécessaire de déterminer quelles sont les variables qui influencent la non linéarité.

2.2.4.1 Dépendance spectrale L'allure¹⁰ de la courbe $I_d(t_i)$ ne dépend pas de la distribution spectrale du rayonnement incident. Pour le vérifier, nous avons testé un spectre incident de raies bleues (Magnésium), qui nous a fourni la même photo-réponse qu'un éclairage « corps noir ». Ce résultat semble général : les non linéarités de détecteurs HgCdTe sont les mêmes pour $\lambda = 900nm$, $1300nm$ et $1600nm$ [Hilbert 04].

2.2.4.2 Modèle proposé Usuellement, on considère que le rapport entre le signal de sortie I_d et le signal I_d^{ILL} qui aurait été obtenu si le système avait été linéaire ne dépend que du signal de sortie [Novak 90, Stevens 91, Saunders 96].

Notre approche fait appel à une large gamme de temps d'intégration, et la propriété évoquée ci-dessus s'avère inexacte lorsqu'on considère des temps d'intégration supérieurs à la dizaine de secondes. Nous n'avons pas trouvé de référence à ce fait, peut-être parce qu'il est inhabituel d'utiliser des capteurs « bas coût » (et non refroidis) avec des temps d'intégration aussi longs. En effet à très faibles flux, les charges perdues sont plus nombreuses qu'à l'habituelle, et on peut même observer un signal de sortie n'évoluant plus même lorsque le temps d'intégration augmente (figure 3.3).

Pour modéliser ces phénomènes, nous proposons de considérer deux termes :

1. le premier terme f ne dépend que du signal de sortie (terme usuel), correspondant à l'action des drains : $I_d = f(I_d^{\text{Puits}})$,

¹⁰et non le gain, bien évidemment.

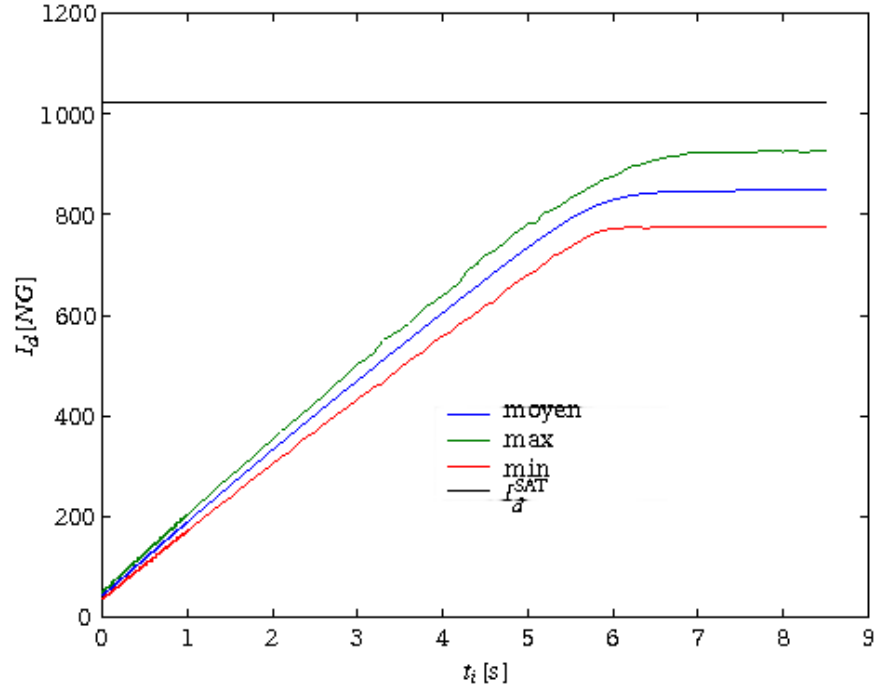


FIG. 3.3 – Réponse à faibles flux et « saturation virtuelle » du signal. À $400^\circ C$, le détecteur de la SX910 « sature » autour de $830 NG$.

2. le second terme δ représente un courant de fuite, fonction du taux de remplissage du puits à chaque instant. Ce terme est négligeable pour de faibles temps d'intégration (inférieurs à $10s$), et apparaît pour de faibles flux incidents (températures inférieures à $500^\circ C$ typiquement).

En cours d'intégration, le signal correspondant au nombre de charges présentes dans le puits vérifie alors :

$$I_d^{Puits}(t + dt) = \underbrace{I_d^{Puits}(t)}_1 + \underbrace{K \cdot dt}_2 - \underbrace{\delta(I_d^{Puits}(t)) \cdot dt}_3 \quad (3.6)$$

- avec : 1 : Charges déjà présentes
 2 : Charges créées (effet photoélectrique)
 3 : Pertes dues au courant de fuite

De cette équation on déduit :

$$\delta(I_d^{Puits}(t)) = K - \frac{dI_d^{Puits}}{dt} \quad (3.7)$$

En fin d'intégration, les drains agissent et la fonction f vérifie :

$$I_d = f(I_d^{Puits}(t_i)) = f(I_d^{Puits}) \quad (3.8)$$

3. Étude des phénomènes perturbateurs

Les équations (3.8) et (3.6) permettent de déterminer ces deux fonctions expérimentalement, à partir de l'observation d'une source stable (corps noir par exemple).

Pour déterminer la fonction f , on observe un fort flux (temps de saturation de l'ordre de la seconde), afin de pouvoir négliger les pertes dues à δ . On se ramène alors au cas traditionnel, présenté dans [Schulz 95, Ferrero 06]. Ces mesures fournissent $I_d(t_i)$, et on se ramène à $I_d(I_d^{\text{ILL}})$ en déterminant l'équation de $I_d^{\text{ILL}}(t_i)$ dans le domaine de linéarité¹¹. L'allure trouvée (figure 3.4) est cohérente avec la description de principe des drains anti-blooming fournie par [Stevens 91].

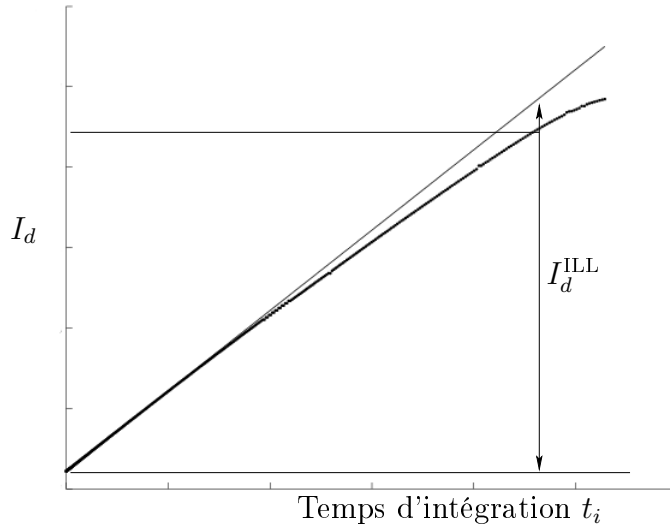


FIG. 3.4 – Établissement de la loi $I_d = f(I_d^{\text{ILL}})$

Pour déterminer la fonction δ , il s'agit d'effectuer une mesure $I_d(t_i)$ avec un faible flux (temps de saturation¹² de l'ordre de dix secondes ou plus). La connaissance de la fonction f permet de se ramener à la fonction $I_d^{\text{Puits}}(t)$, via :

$$I_d^{\text{Puits}}(t) = f^{-1}(I_d(t)) \quad (3.9)$$

Le coefficient K de la relation (3.6) est la pente à l'origine de cette fonction, ce qui permet de déterminer δ via 3.7. Cette fonction est tracée pour quatre températures différentes sur la figure 3.5. Ces courbes montrent un courant

¹¹Déterminer le domaine de linéarité (FoL) et ainsi à partir de quel valeur le signal s'en éloigne sensiblement reste subjectif. On peut trouver des méthodes pour automatiser ce procédé [Hilbert 04], mais ceci ne nous semble pas nécessaire. La méthode permet, quel que soit le FoL choisi, de rendre la photo-réponse linéaire. Le FoL étant choisi une fois pour toute, les coefficients du modèle radiométrique corrigent cet éventuel biais.

¹²On parle ici de la saturation « virtuelle », puisqu'il est impossible d'atteindre le signal maximal.

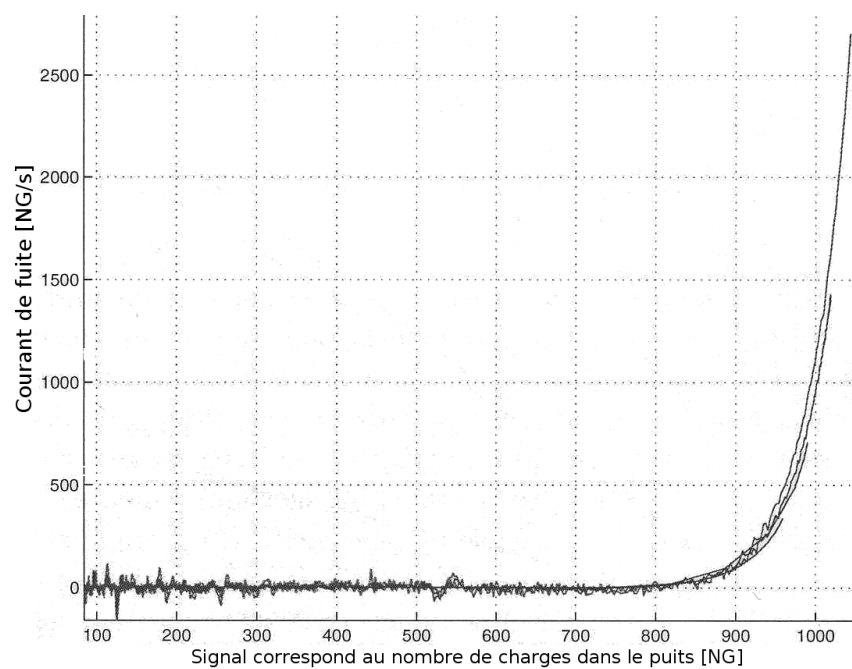


FIG. 3.5 – Fonction $\delta(I_d^{\text{Puits}})$, calculée pour quatre températures basses. I_d^{Puits} s'exprime ici en NG, et δ en NG/s.

de perte δ indépendant de la température observée, croissant à partir d'un certain taux de remplissage du puits, et dont le maximum (fin de courbe) correspond à la vitesse de création des charges.

Le modèle semble donc représentatif de la réalité, même si son origine physique n'est pas totalement éclaircie. Une piste de recherche est le phénomène de piégeage de charges (recombinaisons électron-trou).

2.2.5 Conclusion

Il convient de vérifier de manière systématique si la photo-réponse du détecteur est linéaire. Pour se faire, deux relevés $I_d(t_i)$ sont à effectuer sur l'ensemble de la dynamique : l'un à fort flux (temps de saturation de l'ordre de la seconde), et l'un à faible flux (utilisant les temps d'intégration les plus longs).

À fort flux, le test est traditionnel, et consiste à déterminer la fonction f vérifiant $I_d = f(I_d^{\text{ILL}})$.

À faible flux, nous proposons une modélisation permettant de représenter les « saturations virtuelles ». En situation d'étalonnage, on peut toujours se ramener au domaine de linéarité FoL. En situation de mesure, il ne faut pas atteindre le seuil de « saturation virtuelle », car alors la fonction $I_d(I_d^{\text{ILL}})$ n'est plus inversible. Il convient donc, pour les temps d'intégration les plus

longs, de définir un signal de sortie maximal inférieur à cette saturation. L'algorithme de contrôle du temps d'intégration (voir chapitre 4) est alors utilisé avec un I_d^{Cible} plus faible.

Dans notre cas d'étude, la non linéarité f engendre une erreur maximale de $8K$ à $1300K$. De plus, en observant un point de température constante $1300K$ avec des temps d'intégration différents, l'erreur fluctue de ces mêmes $8K$. Cette correction est donc incluse dans nos algorithmes.

Encart 4 : Photo-réponse, gamma et CAN logarithmique

Dans cette partie nous avons montré l'importance de vérifier que la photo-réponse du détecteur est linéaire, et nous avons montré comment nous y ramener lorsque ce n'est pas le cas. Ceci présuppose bien évidemment que la gamma est réglée à 1, et que le convertisseur analogique-numérique est linéaire.

On peut toutefois élargir notre propos en disant qu'il est plus important de connaître précisément la photo-réponse $I_d(E)$ du détecteur que de l'imposer linéaire. L'utilisation d'un CAN logarithmique pourrait être intéressante pour obtenir une sensibilité indépendante du signal de sortie (ce qui revient à adapter la largeur des pas de quantification à la sensibilité du système). De même qu'il convient de connaître la photo-réponse du détecteur, il suffirait alors de connaître la loi (logarithmique donc) du CAN permettant de lier le signal de sortie I_d au nombre de charges intégrées, pour obtenir une image avec une meilleure sensibilité, même dans les zones sombres.

3 Détecteurs interdépendants

Dans cette partie, nous nous intéressons aux phénomènes générant des dépendances entre les réponses des différents détecteurs. Nous considérons tout d'abord le smearing qui limite le plus les performances des caméras, puis l'effet « fantôme », qui influence les zones sombres de l'image. Les autres phénomènes sont simplement évoqués.

3.1 Smearing

3.1.1 Présentation

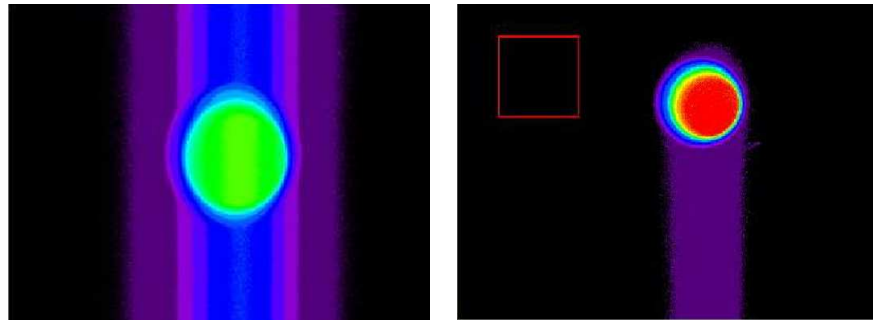
Le smearing se manifeste par l'apparition d'une raie verticale¹³, lorsque des pixels sont illuminés par un fort flux (figures 3.6(a) et 3.6(b)). On parle bien ici de *flux* et non d'énergie : l'effet du smearing est indépendant du temps d'intégration.

¹³Nous supposons arbitrairement que le transfert des charges s'effectue le long des *colonnes* de la matrice.

Les causes du smearing dépendent de la technologie considérée (CCD , CMOS) et du mode de lecture (frame transfer, interline transfer, . . .) , mais leurs origines tiennent toujours du défaut de masquage ([Theuwissen 95], §8.5) : des photons incidents continuent de générer des charges alors que l'intégration devrait être terminée.

3.1.2 Mise en évidence et quantification pour des matrices CCD

Nous utilisons des matrices à transfert interligne, réputées résistantes au smearing. Pourtant, avec un éclairage élevé¹⁴, nous observons l'apparition d'une raie caractéristique du smearing (figure 3.6(a)). On peut montrer que cette raie est bien due à la caméra : en faisant tourner la caméra autour de son axe optique, la raie reste verticale sur l'image. D'autre part l'intensité de la raie ne dépend pas du temps d'intégration¹⁵.



(a) Observation d'un corps noir circulaire

(b) Smearing observé après une image en obscurité : une demi-raie apparaît sous l'ouverture circulaire du corps noir.

FIG. 3.6 – Influence de la température du détecteur sur les courants d'obscurité

On quantifie le taux de smearing « à 10% » comme indiqué sur [PCO 05], §2.1. Pour une matrice à transfert interligne, on a :

$$\text{smear} = V_{SM} \cdot \frac{t_t}{t_i} \quad (3.10)$$

En s'inspirant des exemples fournis dans ce document ($V_{SM} = 1/20000$), on obtient :

$$\left\{ \begin{array}{l} t_t = 20ms \\ t_i = 10ms \end{array} \right\} \Rightarrow \text{smear} = 0.01\%$$

¹⁴Nous avons vu que les flux considérés varient d'un facteur un million, ce qui fait qu'ils peuvent devenir beaucoup plus important que les flux usuellement observés dans le visible.

¹⁵Sauf si les courants d'obscurité ne sont pas corrigés.

3. Étude des phénomènes perturbateurs

ce qui est parfaitement négligeable. Mais à plus hautes températures, il nous faut réduire le temps d'intégration, ce qui donne :

$$t_i = 5\mu s \Rightarrow \text{smear} = 20\%$$

ce qui est beaucoup. Comme de plus le corps chaud observé occupe généralement presque toute l'image (disons 90%), on subit un smear de 180% ; l'image n'est plus exploitable.

Nous avons évalué pour notre caméra $V_{SM} \approx \frac{1}{4000}$, ce qui paraît élevé. Les critères ci-dessus restent valables, avec cette valeur.

3.1.3 Évaluation de l'erreur sur la température

Elle s'effectue à partir du coefficient ci-dessus, et de la relation concernant les erreurs multiplicatives. À fortes températures, en pleine image, le smearing devient vite le signal principal.

3.1.4 Mise en évidence et quantification pour les matrices CMOS

Même sur les technologies CMOS qui n'admettent pas de transfert de charges, il existe un phénomène de type smearing : à hautes températures, la relation $I_d(T) = a(T).t_i + b$ n'est plus exacte, et l'ordonnée à l'origine b commence à augmenter, avec une variation de type « thermique » (figure 3.7).

Toutefois l'influence est bien moindre que pour les CCD, car quel que soit le nombre de pixels illuminés sur une même colonne, l'effet du smearing est le même (il n'est pas cumulatif).

Pour nous assurer que ce phénomène est bien de type « smearing », nous avons vérifié que la température du détecteur n'avait pas varié, par mesure du courant d'obscurité. Ce qui permet indirectement de vérifier qu'en obscurité l'offset retombe bien à sa valeur habituelle. On retrouve une allure de type $I_d(T)$, montrant qu'on intègre une fraction du flux incident pendant le temps de lecture du pixel. Plus précisément, le signal dû au smearing est équivalent à une intégration supplémentaire comprise entre 0.67 et 0.7 ms.

À titre d'exemple, pour une même configuration optique, la caméra CCD ne fournit plus d'image exploitable d'un objet à $1000^\circ C$ observé en pleine image, alors que l'erreur non corrigée de la caméra CMOS est, d'après (3.3) et la figure 3.7 : $16.9^\circ C$.

3.1.5 Corrections usuelles pour les matrices CCD

3.1.5.1 Dispositifs à base de masquage Le meilleur moyen de supprimer le smearing est de masquer la source durant le transfert et la lecture des charges, en utilisant un shutter mécanique. Toutefois cette solution n'est pas

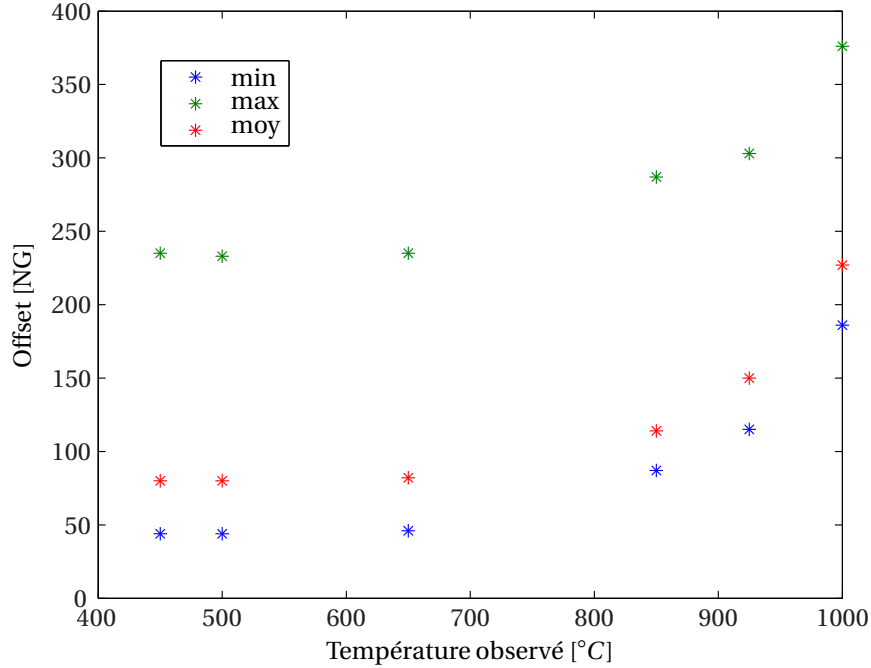


FIG. 3.7 – Variations de l’offset avec la température observée, pour une matrice CMOS 10 bits. Les valeurs minimales, maximales et moyennes correspondent à la zone imageant le corps noir.

utilisable à haute fréquence où les shutters ne peuvent être qu’électroniques, et nous n’en avons pas usée.

Il existe des dispositifs intermédiaires, basés sur des rangées de pixels masqués qui permettent d’estimer l’offset de la colonne dû au smearing (voir le brevet [Schnell 97]¹⁶). Le principe est le suivant : comme tous les pixels d’une même colonne souffrent du même offset dû au smearing, on a :

$$\begin{aligned} \text{Pour un pixel « normal » : } I_{d(u,v)} &= I_{d(u,v)}^{\text{OBS}} + I_{d(u,v)}^{\text{ILL}} + I_{d(v)}^{\text{SMEAR}} \\ \text{Pour un pixel « masqué » : } I_{d(u',v)} &= I_{d(u',v)}^{\text{OBS}} + I_{d(v)}^{\text{SMEAR}} \end{aligned}$$

En corrigeant les signaux d’obscurité, il est donc possible¹⁷ d’ôter la perturbation du smearing, par soustraction. Toutefois, la perturbation fait perdre en dynamique et donc, dans notre cadre, en sensibilité (on ne peut plus s’approcher que de $I_d^{\text{SAT}} - I_d^{\text{SMEAR}}$).

Enfin quelques dispositifs dédiés proposent des corrections électroniques [Turko 91].

¹⁶<http://www.wipo.int/pctdb/en/wo.jsp?IA=EP1996003739&DISPLAY=STATUS>

¹⁷Notons néanmoins que ces corrections ne sont efficaces que si la scène ne comporte pas d’objets bougeant rapidement [Theuwissen 95]

3.1.5.2 Post-traitement pour les matrices à transfert de trame Il est aussi possible de post-traiter l'image afin de réduire et corriger les effets du smearing [Powell 99, Ruyten 99].

Dans [Powell 99], le smear se signale par l'apparition d'une raie sur toute la colonne, alors qu'on n'observe qu'une demi-raie, d'un seul côté de la zone illuminée, chez [Ruyten 99]¹⁸. Cette différence provient d'une remise à zéro des puits de potentiel, juste avant le début de l'intégration, dans le second cas. Toujours est-il qu'en visualisation continue, nous observons des raies entières, ce qui fait que nous considérons [Powell 99] par la suite. Si l'image précédente est effectuée dans l'obscurité par masquage (ce qui permet de vider tous les registres), on observe une demi-raie comme sur la figure 3.6(b).

Même s'il ne concerne que les matrices à transfert de trame, l'article [Powell 99] est intéressant car il comporte un algorithme de correction du smearing, il explicite quand cet algorithme est utile ou impuissant, et enfin il décrit les effets du smearing dans l'espace des fréquences spatiales. Nous résumons ces points ci-dessous :

Analyse fréquentielle Powell montre que le smearing détériore la résolution spatiale verticale de la matrice (perte sur les fréquences non nulles). Plus précisément, en notant δ le rapport du temps de cycle sur le temps d'intégration, il montre que :

- la composante continue de la colonne est multipliée par $(1 + (N_l - 1) \cdot \delta)$, avec δ rapport du temps de lecture ligne sur le temps d'intégration. Il apparaît une raie verticale.
- les autres composantes fréquentielles verticales sont multipliées par $(1 - \delta)$. Il y a perte des détails verticaux.

Cet effet, bien que moins sensible, reste présent pour des matrices à transfert interligne (figure 3.8(a)).

Algorithme de correction Cet algorithme [Powell 99] est directement issu de la description du smearing :

$$\forall(u, v), I_{d(u,v)} = \underbrace{I_{d(u,v)}^{\text{ILL}}}_{\text{génééré durant l'intégration}} + \frac{t_l}{t_i} \cdot \underbrace{\sum_{\substack{j \in \llbracket 0; N_l - 1 \rrbracket \\ j \neq m}} I_{d(j,v)}^{\text{ILL}}}_{\text{génééré durant la lecture}} \quad (3.11)$$

Cette relation linéaire entre les signaux de sortie lus d'une colonne, et les signaux de sortie non pollués par le smearing est inversible comme suit. Soit M la matrice :

$$M(t_i) = (1 - \delta) \cdot I_{N_l} + \delta \cdot O_{N_l} \quad (3.12)$$

¹⁸Ce second cas est traité dans la partie II.B de [Powell 99]

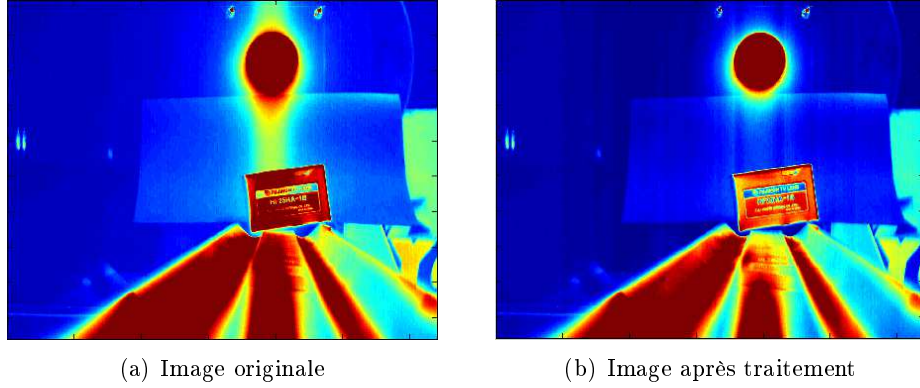


FIG. 3.8 – Correction de smearing pour une matrice à transfert interligne (fausses couleurs). On observe l'ouverture circulaire d'un corps noir, ainsi qu'une scène éclairée dans le visible (boîte posée sur un rail métallique). Après correction, on note la suppression presque totale de la raie verticale de part et d'autre de l'ouverture cylindrique du corps noir, et on recouvre des détails sur la boîte.

où : δ est le quotient t_l/t_i
 I_{N_l} est la matrice identité de dimension N_l
 O_{N_l} est telle que $\forall(u, v), o_{N_l(u,v)} = 1$

$$\text{Alors : } I_d^{\text{ILL}} = M^{-1} \cdot I_d \quad (\text{écriture matricielle}), \quad (3.13)$$

$$\text{avec : } M^{-1} = \frac{1}{1-\delta} \cdot \left[I_{N_l} + \frac{\delta}{\delta-1-\delta \cdot N_l} \cdot O_{N_l} \right] \quad (3.14)$$

Il reste à préciser les hypothèses sous-jacentes à cette correction :

- la scène varie peu entre deux images consécutives.
- le temps d'intégration n'a pas varié entre les 2 dernières images. (sinon consulter §II.B de [Powell 99])
- les non linéarités de photo-réponse ont été corrigées auparavant.

En se ramenant à ces hypothèses, il y a alors trois cas de figures :

- $N_l \cdot \delta \ll 1$: la correction est inutile, car le smearing est négligeable.
- $N_l \cdot \delta \approx 1$: la correction est efficace.
- $\delta \approx 1$: la correction reste impuissante, le signal principal étant celui dû au smearing.

3.1.6 Proposition de correction pour les matrices à transfert interligne

Une description des causes physiques du smearing dans les CCD à transfert interligne est accessible dans [Turko 91, Theuwissen 95]. Nous générali-

3. Étude des phénomènes perturbateurs

sons alors la relation 3.11 aux caméras à transfert interligne comme suit :

$$\forall(u, v), I_{d(u,v)} = \underbrace{I_{d(u,v)}^{\text{ILL}}}_1 + \underbrace{\frac{t_t}{t_i} \cdot \sum_{\substack{j \in [0; N_i - 1] \\ j \neq m}} I_{d(j,v)}^{\text{ILL}}}_2 + f \cdot \underbrace{\frac{t_l}{t_i} \cdot \sum_{\substack{j \in [0; N - 1] \\ j \neq m}} I_{d(j,v)}^{\text{ILL}}}_3 \quad (3.15)$$

avec :

- 1 : généré lors de l'intégration
- 2 : généré lors du transfert vers le registre masqué
- 3 : généré lors de la lecture colonne

$f \in [0; 1[$: $\frac{\text{nombre de charges générées dans le registre masqué}}{\text{id. dans le registre non masqué, hors phénomène de diffusion, etc.}}$

f intègre les différentes causes physiques de smearing : transmission du masque non nul, diffusion des photons proche infrarouges générés en profondeur, réflexions sur les nombreuses couches superficielles composant le capteur.

En prenant $t_l = 64\mu s$ et un temps de lecture de matrice de l'ordre de $64ms$, aucun des termes n'est négligeable quels que soient le temps d'intégration et l'image considérés.

La matrice M de l'équation (3.12) devient alors, afin de prendre en compte les deux sources de perturbation :

$$M'(t_i) = (1 + \delta_1 - \delta_2) \cdot I_N + \delta_2 \cdot O_N \quad (3.16)$$

avec : $\delta_1 = \frac{t_t}{t_i}$ et $\delta_2 = f \cdot \frac{t_l}{t_i}$.

De premiers tests ont permis de montrer l'effet qualitatif de ce nouvel algorithme, comme les figures 3.8 le montrent.

Toutefois la détermination du coefficient f n'est pas évidente, car il n'est pas simple de définir un critère quantitatif jugeant de la juste correction du smearing. Une tentative est de travailler sur des images présentant un spectre spatial vertical connu, par exemple en étudiant un corps noir partiellement masqué par une mire métallique composée de raies horizontale. Au final, nous évaluons sur notre détecteur :

$$f \approx 0.24.$$

On retrouve la valeur $V_{SM} = 1/4000$.

3.1.7 Conclusion

Matrices CCD à transfert de trame Le smearing se caractérise par une perte de résolution spatiale, dans le sens du transfert des charges et, de par l'offset qu'il génère, par une diminution du temps d'intégration qui détériore la sensibilité thermique du système. On peut définir trois domaines de temps d'intégration¹⁹, choisis de telle sorte que le signal maximal soit proche de la saturation :

¹⁹Nous prenons comme valeurs typiques : $N_l = 1000$ et $t_i = 500\mu s$

1. $t_i \gg 500ms$: le smearing est négligeable.
2. Cas intermédiaire : la correction proposée par [Powell 99] est intéressante.
3. $t_i \lesssim 500\mu s$. Le smearing devient prépondérant et l'image est inexploitable.

Matrices CCD à transfert interligne Le smearing se caractérise de la même manière. Le facteur $f \approx 0.24$ semble très élevé, car il signifie que durant la phase de transfert, 24% des photons incidents génèrent une charge dans le registre masqué correspondant. On ne gagne donc qu'un facteur 4 par rapport aux dispositifs à transfert de trame.

Matrices CMOS Le CMOS ne laisse pas apparaître de raie puisque les charges sont lues *in situ*. On observe néanmoins une légère élévation de l'offset avec la température, comme indiqué sur la figure 3.7. Toutefois l'erreur reste moindre car elle n'est pas cumulative sur les pixels fortement éclairés d'une même colonne. D'autre part cette erreur se corrige aisément, puisqu'elle correspond à une intégration supplémentaire de l'ordre de $0.7ms$.

En situation d'étalonnage, le smearing a peu d'influence puisqu'il affecte l'offset de $I_d(t_i)$ alors que nous utilisons son coefficient directeur.

En situation de mesures, le smearing réduit les performances des **caméras CCD** à hautes températures, même s'il est possible dans une certaine mesure de corriger ses effets. Le seul moyen d'accéder alors à des températures supérieures à $800^\circ C$ est de réduire le flux incident, en réduisant l'ouverture de l'objectif, la bande passante du filtre, ou en filtrant les longueurs d'onde les plus grandes. Mais ceci se fait au détriment des faibles températures.

L'utilisation de **caméras CMOS** pour les hautes températures est intéressant du point de vue du smearing, car cette technologie y est intrinsèquement moins sensible, et que la correction est plus simple et plus efficace.

3.2 L'effet « fantôme »

NB : Provenant des imperfections de l'objectif, cet effet affecte autant les détecteurs CCD que les CMOS.

3.2.1 Mise en évidence

Il est dû à des réflexions parasites dans l'objectif, qu'on peut observer dans [Tarel 95], sur la figure 2 de [Saunders 96], ou encore sur la figure 3.9, affichée en fausses couleurs. On s'assure qu'il s'agit de réflexions en vérifiant

que le « fantôme » est bien le symétrique de la zone éclairée par rapport au centre de l'image (il se déplace avec l'image réelle).

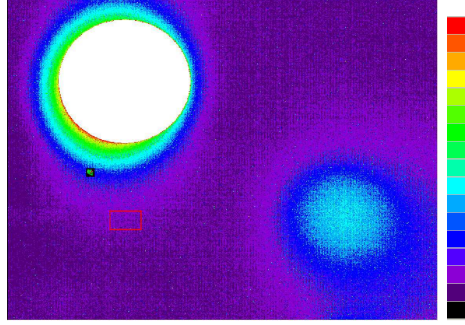


FIG. 3.9 – L'effet « fantôme » (en bas à droite) pour un corps noir circulaire (en haut à gauche).

3.2.2 Quantification

On a évalué le coefficient de réflexion parasite à moins de 2%, en faisant le rapport des signaux utiles sur la partie éclairée, et sur son fantôme. Nous n'avons pas noté de dépendance spectrale de cet effet, trois types de densité spectrale incidente ayant donné le même coefficient de réflexion (lumière « blanche », spectre de corps noir, et raie bleue de magnésium).

3.2.3 Modélisation

Chaque flux incident Φ est divisé comme suit :

- $(1 - \rho) \cdot \Phi$ est dirigé vers le « bon » pixel.
- $\rho \cdot \Phi$ est dirigé vers son symétrique.

On a ainsi :

$$I_{d(u,v)} = (1 - \rho) \cdot I_{d(u,v)}^{\text{ILL}} + \rho \cdot I_{d_{\text{sym}}}^{\text{ILL}} \quad (3.17)$$

$$I_{d_{\text{sym}}} = (1 - \rho) \cdot I_{d_{\text{sym}}}^{\text{ILL}} + \rho \cdot I_{d(u,v)}^{\text{ILL}}, \quad (3.18)$$

avec :

$I_{d(u,v)}^{\text{ILL}}$: le signal de sortie du pixel considéré, sans réflexion.

$I_{d_{\text{sym}}}^{\text{ILL}}$: le signal de sortie de son symétrique, sans réflexion.

$I_{d(u,v)}$: le signal de sortie du pixel considéré, avec réflexion. (signal lu)

$I_{d_{\text{sym}}}$: le signal de sortie de son symétrique, avec réflexion.

Les équations de correction découlent de l'inversion de ce système linéaire :

$$I_{d(u,v)}^{\text{ILL}} = \frac{1}{1 - 2 \cdot \rho} \cdot ((1 - \rho) \cdot I_{d(u,v)} - \rho \cdot I_{d_{\text{sym}}}) \quad (3.19)$$

$$I_{d_{\text{sym}}}^{\text{ILL}} = \frac{1}{1 - 2 \cdot \rho} \cdot ((1 - \rho) \cdot I_{d_{\text{sym}}} - \rho \cdot I_{d(u,v)}) \quad (3.20)$$

3.2.4 Erreur en température

L'équation 3.17 peut s'écrire :

$$I_{d(u,v)} = I_{d(u,v)}^{\text{ILL}} + \underbrace{\rho \cdot (I_{d_{\text{sym}}}^{\text{ILL}} - I_{d(u,v)}^{\text{ILL}})}_{\text{terme d'erreur}}, \quad (3.21)$$

ce qui montre qu'il n'y a pas d'erreur si l'image est à symétrie centrale (dans ce cas $\forall(u, v), I_{d(u,v)}^{\text{ILL}} = I_{d_{\text{sym}}}^{\text{ILL}}$), et que l'erreur est maximale pour une valeur $|I_{d_{\text{sym}}}^{\text{ILL}} - I_{d(u,v)}^{\text{ILL}}|$ maximale. Si (u, v) est le point le plus lumineux, l'erreur relative ne peut donc excéder ρ , ce qui reste minime pour $\rho = 0.02$ (§1.2.1, page 96). Par contre si c'est son symétrique qui est fortement illuminé, on obtient pour $I_{d(u,v)}^{\text{ILL}} \approx 0, I_{d(u,v)} \approx \rho I_d^{\text{SAT}}$, ce qui peut représenter une erreur relative très importante.

3.2.5 Conclusion

L'utilisation d'objectifs non traités ($\rho \approx 2\%$) contre les réflexions parasites n'entraîne pas d'erreur significative pour des images peu contrastées ou à symétrie centrale. Si l'image est contrastée, l'erreur affecte surtout les signaux de sortie faibles, qu'il faut alors corriger via (3.19), après avoir déterminé ρ . En situation d'étalonnage, le corps noir étant la partie chaude de la scène, elle est peu influencée. L'erreur devient nulle si le corps noir est centré sur l'image, ce qui permet de se ramener à une symétrie centrale.

En situation d'étalonnage, les réflexions parasites détériorent peu les mesures. Elles n'ont même aucune influence si le corps noir est centré sur l'image.

En situation de mesures, ces réflexions affectent les faibles signaux de sortie d'images contrastées, pour des images sans symétrie centrale.

Nous n'avons pas de données concernant les performances des objectifs dits « anti-réflexion ». En particulier, on ne sait pas si ces traitements restent efficaces dans le proche infrarouge ($\lambda > 900nm$).

3.3 Blooming

NB : le blooming ne concerne que les détecteurs CCD.

Idéalement, un détecteur photoélectrique transforme chaque photon incident en un électron qu'il stocke dans un puits. Le « blooming » apparaît lorsque le puits est totalement rempli avant la fin du temps d'intégration. Les charges en excès « débordent » alors sur les pixels voisins. Une image souffrant du blooming admet donc au moins un pixel qui sature (figure 3.10).

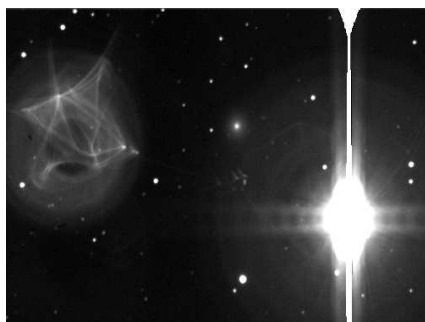


FIG. 3.10 – Blooming (CCD)

Dans notre contexte de mesure, le « *blooming* » est supprimé en réglant le temps d'intégration pour imposer qu'aucun pixel ne sature. Si toutefois une image sature, elle est inexploitée.

Des dispositifs internes à la caméra existent pour limiter l'influence du « blooming » : les drains (voir [Theuwissen 95], §6.3). Dans notre contexte, ces drains sont plutôt gênants, en ce sens qu'ils détériorent la linéarité de la photo-réponse, notamment pour des signaux proches de la saturation.

3.4 L'effet « Narcisse »

L'effet « Narcisse » est causé par le rayonnement parasite du détecteur ou de l'optique. Il est surtout sensible sur les caméras de thermographie fonctionnant à grandes longueurs d'onde.

Dans le premier cas, l'optique réfléchit une partie du rayonnement émis par le détecteur. Celui-ci étant parfaitement aligné avec l'axe optique, il reçoit sa propre image superposée à l'objet situé dans le champ visuel. Le taux de rayonnement est directement lié à la différence de température entre le détecteur et l'optique, à température ambiante. Ce phénomène augmente à grandes longueurs d'onde²⁰.

Dans le second cas, c'est l'optique qui émet un rayonnement non négligeable, soit vers le détecteur, soit vers une surface réfléchissante (hublot par exemple). À l'image s'ajoute alors un rayonnement caractéristique de la cartographie thermique de l'optique.

Dans notre contexte, les températures de l'optique et du détecteur sont très inférieures à la température minimale de détection. Notre système ne souffre pas de l'effet Narcisse.

²⁰Voir cremgec.insa-lyon.fr/ir/DP001F-C%20Proc%E9dure%20NUC.pdf

3.5 Diffusion des porteurs de charges

Nous n'allons pas entrer dans les considérations associées à la Fonction de Transfert de Modulation (FTM). Rappelons toutefois que quand l'aspect dimensionnel des mesures est important, il convient de considérer la diffusion des porteurs de charges, et *notamment si le rayonnement proche infrarouge n'est pas filtré*. En effet le rayonnement corps noir est constitué d'une grande quantité de photons proche infrarouges, de grandes longueurs d'onde. Ces photons ont une profondeur de pénétration plus grande²¹, et génèrent parfois leur charge en dehors de la zone de déplétion, hors du champ électrique qui les dirige vers le puits. Une marche aléatoire commence alors, qui peut conduire à une recombinaison dans le substrat, ou éventuellement dans le puits d'un pixel voisin (voir [Holst 98a], page 105). D'un point de vue spatial, cette diffusion détériore les performances ; elle est décrite par une FTM dédiée. Dans [Sentenac 01], on annonce que faire des mesures dans le proche infrarouge avec des détecteurs silicium revient à considérer des détecteurs dont la taille est 1.48 fois plus grande. Mais ce résultat dépend du libre parcours moyen \bar{l} des électrons²² et donc notamment du dopage et de la température du détecteur. Le rendement quantique est affecté également par la tension de polarisation (qui détermine la profondeur de la zone de déplétion), et par l'épaisseur du substrat [Holst 98a].

Dans cette thèse, nous nous intéressons aux aspects thermiques, bien plus qu'aux aspects temporels ou spatiaux. Les fonctions de transfert de modulation ne sont pas étudiées.

4 Détecteurs identiques

Les non uniformités doivent être corrigées (si nécessaire) pour ne pas devoir établir un modèle radiométrique pour chaque pixel. Ces non uniformités causent des réponses différentes de chacun des pixels à des flux incidents identiques. Traditionnellement, on considère les non uniformités de gain (caractérisés par la Photo Response Non Uniformity (PRNU)) et d'offset (Fixed Pattern Noise (FPN)). Outre les non uniformités intrinsèques à la matrice (voir §4.2), on peut citer le vignettage, qui est dû à l'optique :

4.1 Vignettage

Un objectif ne produit pas un éclairage uniforme de la matrice de détecteurs même si la scène observée est uniforme [Tarel 96]. L'assombrisse-

²¹La figure 1.2 de la thèse [Lee 03] présente la profondeur de pénétration des photons dans le silicium, en fonction de leur longueur d'onde, qui est une fonction croissante.

²²En effet si $\bar{l} \rightarrow 0$, le rendement quantique tend vers 0, alors que lorsque $\bar{l} \rightarrow +\infty$, le rendement quantique s'approche de l'unité, sans forcément tendre vers 1 car le problème est à 3 dimensions.

ment croît généralement circulairement, du centre vers les bords. En effet l'objectif est constitué d'une série de lentilles, dont les bords sont des obstacles pour les rayons devant éclairer les bords de la matrice de détecteurs. Le vignettage est ainsi moins important lorsque l'objectif a une ouverture réduite [Andréani 71], puisqu'alors le détecteur ne reçoit pas les rayons susceptibles d'être atténués (ils sont arrêtés par le diaphragme).

Le modèle sténopé (dit « trou d'épingle »), le plus simple, donne le coefficient d'atténuation $I_d(\theta)/I_d(0)$, où θ est l'angle selon lequel le pixel voit l'objet [Horn 86] :

$$\frac{I_d(\theta)}{I_d(0)} = \cos^4(\theta) \quad (3.22)$$

Cette relation est illustrée sur la figure 3.11, sur laquelle on voit qu'un objet placé à l'infini (dimension L) dans une direction d'angle θ par rapport à l'axe optique est vu sous une dimension apparente $L \cdot \cos(\theta)$. La surface émettrice est donc vue sous une surface apparente $S \cdot \cos^2(\theta)$, et ce terme s'applique également au pixel excentré de la matrice sur lequel est imagée la surface observée, d'où le terme en $\cos^4(\theta)$.

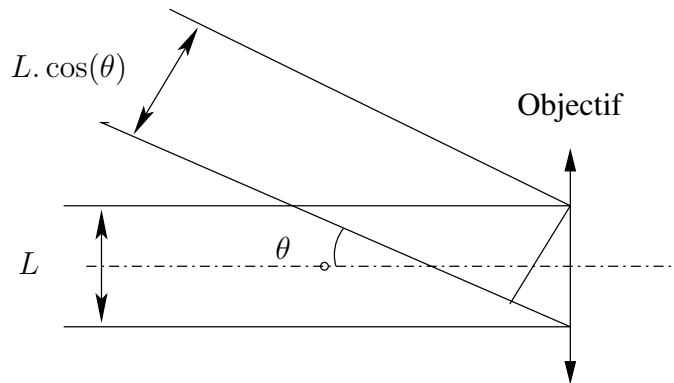


FIG. 3.11 – Vignettage

Pour des optiques réelles, la fonction d'assombrissement s'obtient par corrélation des disques successifs [Bruhat 59]. D'après [Tarel 95], l'assombrissement peut atteindre la dizaine de pour-cent, en fonction de l'objectif et de son ouverture.

4.2 Non uniformités matricielles

NB : Sauf mention contraire, ces caractérisations concernent les matrices CMOS.

Les non uniformités matricielles sont à l'origine d'un problème souvent évoqué lorsqu'il s'agit d'utiliser des matrices CMOS dans une perspective de mesure. Nous effectuons ici des caractérisations sur une matrice CCD et CMOS.

Pour effectuer des mesures plus rapides, nous faisons varier l'énergie reçue en modifiant le temps d'intégration, à flux incident constant.

4.2.1 Définitions

Dans le domaine de linéarité, le signal de sortie du pixel (u, v) peut s'écrire :

$$I_{d(u,v)}(t_i) = a_{(u,v)} \cdot t_i + b_{(u,v)} \quad (3.23)$$

On appelle **offset de la matrice** la moyenne spatiale des coefficients $b_{(u,v)}$.

Pour chaque pixel, l'écart ($b_{(u,v)} - \text{offset}$) est sa matrice **Fixed Pattern Noise** $FPN_{(u,v)}$.

En pratique, ces deux grandeurs s'obtiennent par passage à la limite ($t_i \rightarrow 0$). Ainsi l'offset est propre à la matrice. Le FPN représente le comportement individuel de chacun des pixels. Considérant la matrice 3x2 suivante, dont la limite lorsque le temps d'intégration tend vers 0 est :

$$\begin{pmatrix} 2 & 2 & 4 \\ 1 & 1 & 2 \end{pmatrix}$$

L'offset de la matrice est alors 2 [NG], et sa matrice de Fixed Pattern Noise vaut :

$$FPN = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 2 \\ -1 & -1 & 0 \end{pmatrix}$$

Le signal en obscurité est de la forme [Buil 89, Tarel 95] :

$$I_{d(u,v)}^{\text{OBS}}(t_i) = a_{(u,v)}^{\text{OBS}} \cdot t_i + b_{(u,v)}, \quad (3.24)$$

avec $a_{(u,v)}^{\text{OBS}}$ est le **courant d'obscurité**.

Lorsque l'éclairage de chaque pixel est identique, on peut étudier les non uniformités de réponse (ou PRNU pour **PhotoResponse Non Uniformities**). Cette matrice se calcule comme suit ([Healey 94], § II.B) :

$$PRNU_{(u,v)} = \frac{a_{(u,v)}}{\frac{1}{N_l \cdot N_c} \sum_{v=1}^{N_c} \sum_{u=1}^{N_l} a_{(u,v)}} \quad (3.25)$$

Enfin on appelle **réponse spectrale** $\eta_e(\lambda)$ le rapport :

$$\eta_e(\lambda) = \frac{\text{Signal de sortie } I_d}{\text{Nombre de photons reçus de longueur d'onde } \lambda} \quad [\text{NG}/\text{photon}] \quad (3.26)$$

L'expérience décrite dans ce paragraphe admet plusieurs objectifs :

- Mesurer la réponse spectrale moyenne de la matrice (voir annexe D), utilisée pour calculer la fonction $W(\lambda)$ utilisée précédemment. Cette fonction $\eta_e(\lambda)$ est fournie d'autre part par le constructeur, ce qui nous permet de vérifier nos mesures.

- Mesurer les courants d’obscurité, les non uniformités de réponses et d’offsets²³, ce qui nous permet d’améliorer les mesures, d’en évaluer les performances, et d’établir des éléments de comparaison CCD/CMOS.

4.2.2 Présentation du matériel

La caméra caractérisée ici est la CV1280 de chez Basler, équipée du détecteur IBIS5-A de chez Fill factory (1280x1024 pixels). C’est une caméra CMOS. Une partie de ce même protocole a été utilisée avec la caméra CCD EC1380 de chez Prosilica.

Nous utilisons la sphère intégrante OL Series 455-6, de chez Optronic Laboratories, Inc. Elle est représentée sur la figure 3.12. L’allure de sa luminance monochromatique²⁴ est fournie par la documentation et reproduite sur la figure 3.13. Elle dépend évidemment de la température de couleur de la lampe (réglable entre 2000 et 3000K en modifiant le courant d’alimentation). Ce courant est utilisé pour adapter le flux incident à la dynamique de la caméra, pour chaque longueur d’onde, ce qui permet d’augmenter le rapport signal à bruit pour une même gamme de temps d’intégration, quelle que soit la longueur d’onde considérée. La source est temporellement stable ($\pm 0.5\%$ après 15 minutes de fonctionnement). Les non uniformités spatiales sont annoncées à $\pm 0.5\%$.

Les filtres interférentiels utilisés sont des filtres circulaires de chez Ealing Electro-Optics, Inc. Leur bande passante est de l’ordre de 10 nm.

La matrice est placée à 37cm du filtre en sortie de la sphère. Nous avons préféré ce plan uniformément éclairé à celui en sortie de sphère, car il évite d’échauffer le détecteur

Dans toute cette caractérisation, chaque image est la moyenne de 50 images acquises dans les mêmes conditions. Les non-uniformités de la sphère sont annoncées inférieures à 0.5%, ce qui représente 5 à 6NG sur 10 bits. Considérer une moyenne sur 50 images est alors suffisant pour que le bruit temporel soit négligeable devant les non uniformités spatiales de la sphère, l’écart-type de bruit temporel étant alors largement inférieur à $5/3NG$.

4.2.3 Protocole

Le protocole est le suivant :

1. Détermination du domaine de linéarité de la photo-réponse.

²³Concernant les non uniformités, les documentations constructeurs se limitent généralement à fournir l’écart type de caractéristiques sur l’ensemble des pixels, sans aucune mesure de la répartition de cette grandeur (voir documentation du détecteur IBIS5A).

²⁴Cette courbe est donnée à titre informatif. La luminance monochromatique variant spectralement vite dans le visible, on utilise un radiomètre *externe* pour évaluer le flux incident sur la matrice.

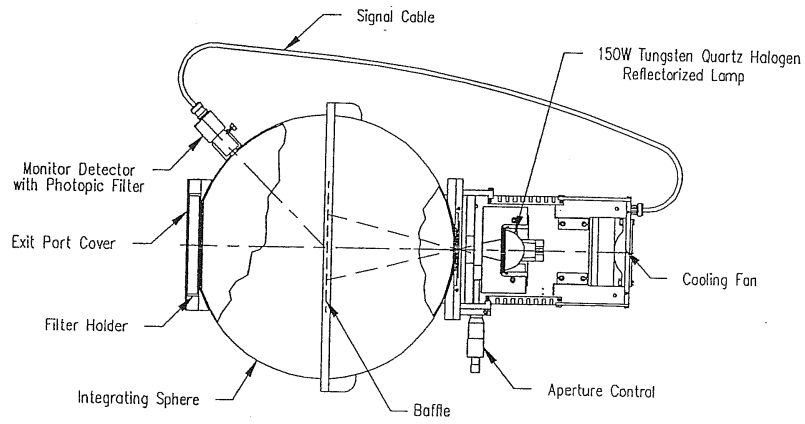


FIG. 3.12 – Vue de dessus de la sphère intégrante

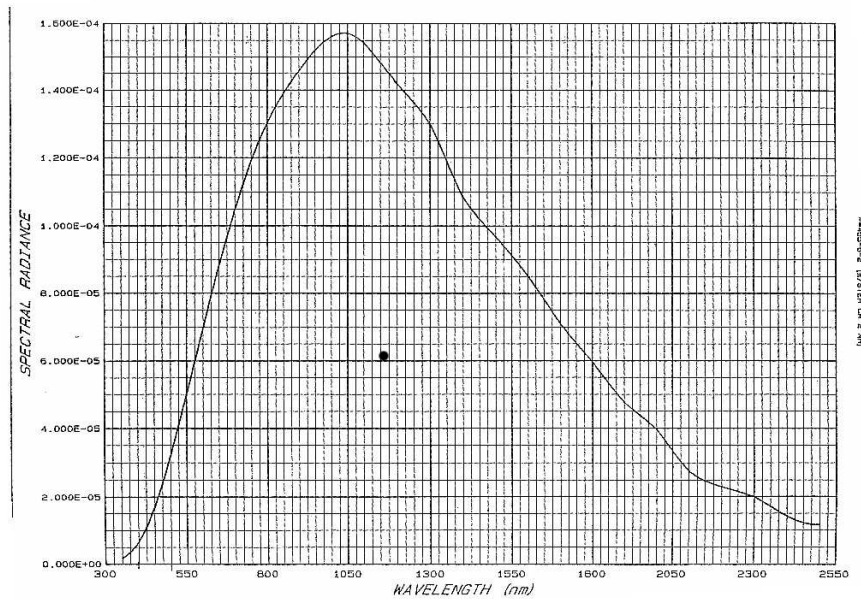


FIG. 3.13 – Luminance monochromatique typique en sortie de sphère intégrante

2. Étude de la réponse en obscurité. On en déduit l'offset moyen de la matrice, la matrice de Fixed Pattern Noise, et la matrice de courant d'obscurité. Le signal de sortie est alors, pour chaque pixel, linéaire avec le temps d'intégration.
3. Pour différentes λ_k , on étudie la réponse de chacun des pixels. Notons $r_{(u,v)}$ la réponse spectrale du pixel (u, v) , corrigée du courant d'obscurité. On se ramène à une sensibilité en normalisant :

$$PRNU_{(u,v)} = \frac{r_{(u,v)}}{\bar{r}} \quad (3.27)$$

$$\text{avec } \bar{r} = \frac{1}{N_c \cdot N_l} \cdot \sum_{l=1, c=1}^{N_l, N_c} r_{(u,v)} \quad (3.28)$$

Ceci nous offre la matrice $PRNU(\lambda_k)$, ainsi que la réponse moyenne de la matrice.

4. En normalisant par le flux émis à cette longueur d'onde²⁵, on accède à la réponse spectrale relative $\eta_e(\lambda_k)$. Cette dernière grandeur n'étant pas associée à des non-uniformités (mais permettant de calculer $W(\lambda)$ dans le chapitre précédent, et de valider nos mesures par comparaison aux données constructeur), nous la présentons dans l'annexe C.

4.2.4 Détermination du domaine de linéarité (FoL)

Pour la caméra CMOS, le détecteur est linéaire²⁶ sur la pleine dynamique²⁷ en t_i .

Pour la matrice CCD, on se limite au domaine de linéarité.

4.2.5 FPN et courants d'obscurité

Nous faisons en sorte que T_d soit constante, afin de ne pas modifier les courants d'obscurité.

98.1% des détecteurs admettent alors un signal d'obscurité linéaire avec le temps d'intégration. Les autres pixels ne sont pas considérés.

Fixed Pattern Noise Pour le FPN, on retrouve sur la figure 3.14 un motif assez remarquable, avec :

1. une zone inférieure droite d'intensités plus élevées. Ceci peut être dû au circuit de sortie qui génère de la chaleur, et échauffe cette zone de la matrice.

²⁵mesuré d'autre part.

²⁶Certains pixels ont un offset négatif, donc un signal nul pour les t_i les plus courts. Il faut faire attention pour ne pas conclure hâtivement qu'un pixel n'est pas linéaire, et lors de la régression, il faut en tenir compte pour déterminer le coefficient directeur correct.

²⁷Ce résultat ne doit pas être généralisé aux caméras CMOS, qui n'ont pas la réputation d'être linéaires (page 40 de [Lee 03]).

2. la présence d'une fréquence horizontale nette, qui peut être dû à un couplage électrique avec un signal de synchronisation.

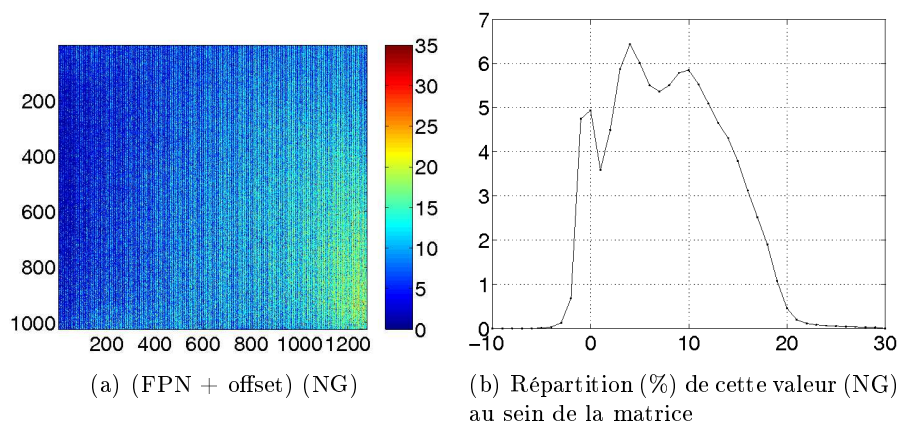


FIG. 3.14 – (FPN + offset) pour la matrice CMOS

Le Fixed Pattern Noise de la caméra CCD est représenté sur la figure 3.15.

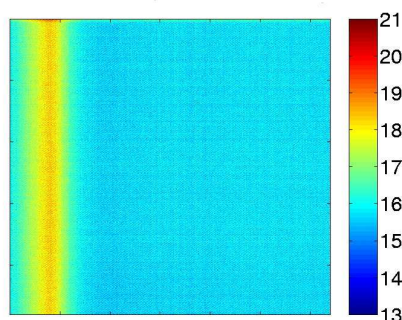


FIG. 3.15 – (FPN + offset) pour la matrice CCD

Courant d'obscurité Le courant d'obscurité (figure 3.16) est un peu plus aléatoire spatialement, mais on peut noter que la répartition marque un net maximum autour de 10 NG/s . Le pic autour de 0 NG/s correspond aux pixels défectueux.

La moyenne sur les pixels étudiés de la matrice est de 18.7 NG/s , avec un écart-type de l'ordre de 8 NG/s .

La documentation du détecteur annonce un temps d'auto-saturation du courant d'obscurité de l'ordre de 150 s , ce qui correspond à un courant d'obscurité de l'ordre de 7.5 NG/s . L'ordre de grandeur est cohérent avec nos mesures.

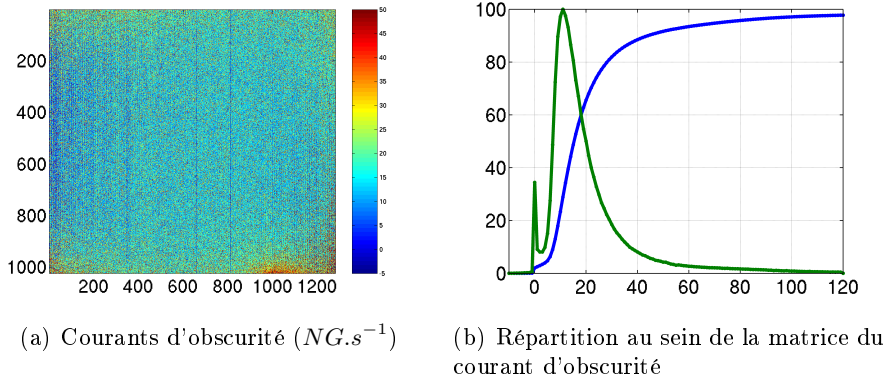


FIG. 3.16 – Courant d'obscurité (CMOS)

Par la suite, on s'affranchit de l'offset en remplaçant $I_{d(u,v)}(t_i)$ par :

$$I_{d(u,v)}(t_i) - a_{(u,v)} \cdot t_i - b_{(u,v)}$$

4.2.6 PRNU et dépendance spectrale

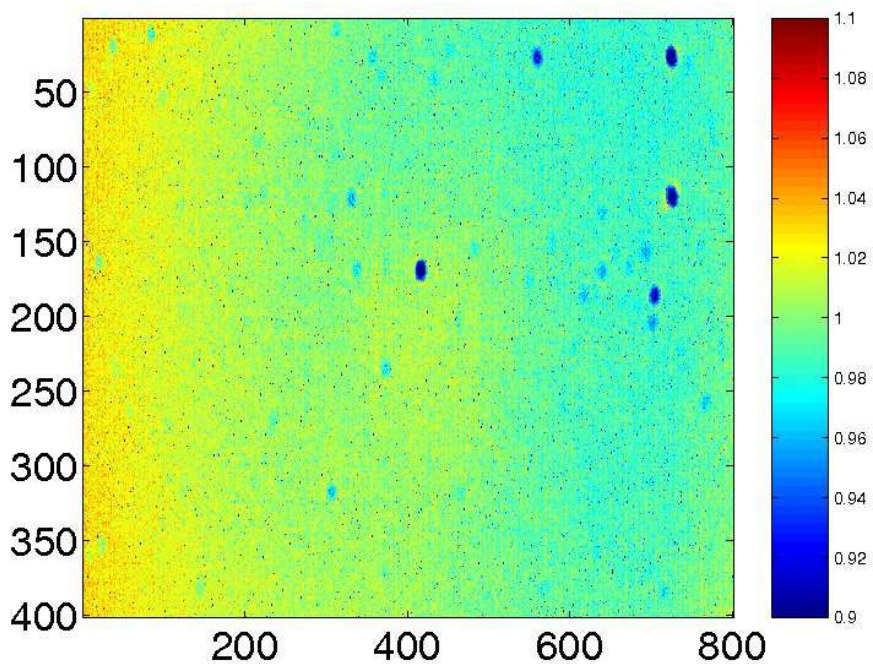
Déterminer la PRNU revient à prendre en compte les non-uniformités de sensibilité des différents pixels. C'est d'une part nécessaire pour déterminer une unique (indépendante du pixel) réponse spectrale $\eta_e(\lambda)$. D'autre part, cela nous fournit des informations sur l'incertitude de température due aux non-uniformités. Enfin, en travaillant sur l'aspect spectral de la PRNU, nous présentons des éléments complémentaires à ceux fournis par [Ferrero 06].

4.2.6.1 Caméra CMOS Les figures pages 163-165 représentent les matrices PRNU pour différentes longueurs d'onde. Notons tout d'abord que le motif (« pattern ») est indépendant de la longueur d'onde, et qu'il ressemble à celui évalué dans [Tarel 95]. Les valeurs quant à elles varient avec la longueur d'onde ; les pixels les plus sensibles à une longueur d'onde le sont moins à une autre...

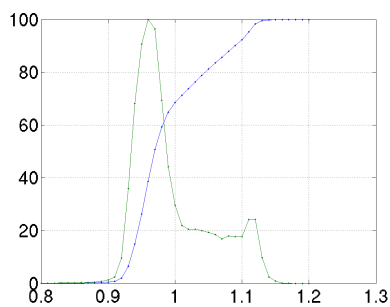
Nous avons émis l'hypothèse²⁸ que ce motif puisse provenir de réflexions parasites sur la monture de la caméra (filets servant à fixer l'objectif).

Autre argument en faveur de cette hypothèse : ces pixels constituent une sous-population remarquable (sensibilités supérieures à 1 sur la figure 3.17(b)), qui détruit le caractère habituellement gaussien de cette grandeur (voir par exemple la figure 6 de [Reibel 03]). En étudiant uniquement la partie centrale de la matrice (figure 3.17(c)), on retrouve une répartition gaussienne.

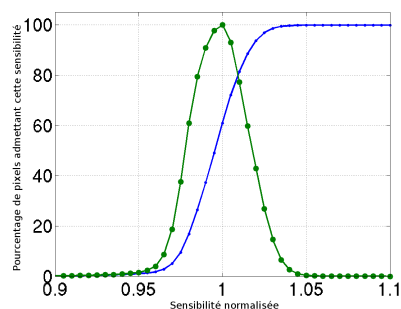
²⁸dès la première mesure de PRNU, effectuée à $\lambda = 581nm$. La sensibilité est alors plus importante sur les bords de la matrice.



(a) Carte de sensibilité : partie centrale de la matrice. (Les points sombres sont des poussières qui ont été enlevées par la suite)



(b) Répartition des sensibilités sur la matrice entière



(c) Répartition des sensibilités sur la partie centrale de la matrice

FIG. 3.17 – Répartition des sensibilités sur la matrice ($\lambda = 580nm$), pour la matrice CCD.

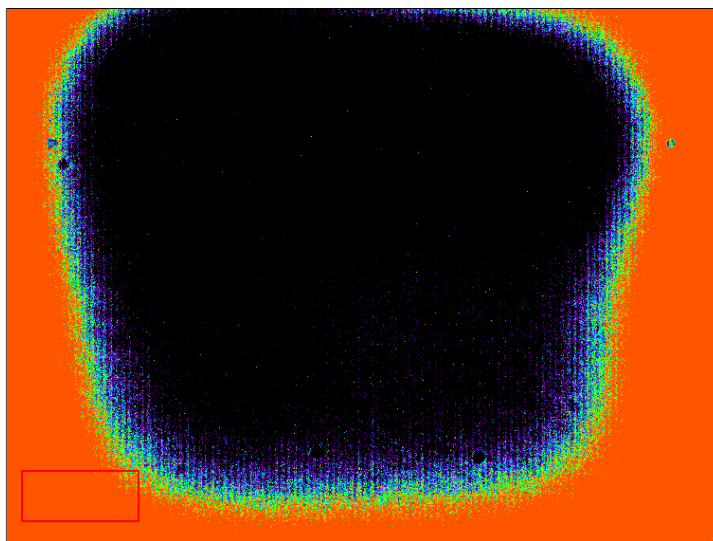


FIG. 3.18 – Image obtenue sans monture, avec un filtre carré

Nous avons alors réalisé une mesure de PRNU à cette même longueur d'onde, en démontant la caméra afin que le détecteur soit « nu ». Le résultat est représenté sur la figure 3.18. Le motif est toujours présent, ce qui montre que la monture n'est pas en cause²⁹. La fenêtre protégeant la matrice a également été ôtée (nous craignons qu'elle soit incurvée), sans plus de succès.

L'écart-type de sensibilité est $\sigma_S = 5.7\%$, ce qui est supérieur à la valeur RMS de 2% annoncée par le constructeur. On retrouve cette dernière en ne considérant que la partie centrale de la matrice.

4.2.6.2 Caméra CCD Comme attendu, les non uniformités de la matrice CCD sont bien inférieures. Nous les avons représentées sur la figure 3.19, avec la même échelle pour comparaison. Elles sont inférieures à la précision qu'on peut attendre avec notre sphère intégrante ($\pm 0.5\%$). D'après la section § 1.2.3, ceci permet d'observer des différences spatiales de températures de l'ordre de $0.1K$ autour de $600K$.

Il est à noter qu'ici encore aucun effet de réflexion parasite sur la monture de l'objectif n'est visible.

4.2.6.3 Analyse Un pixel est composé d'une superposition de couches fines. À leur interface ont lieu des réflexions, qui génèrent des variations locales de la réponse spectrale (figure D.1(b)). Pour la matrice CMOS, nous

²⁹D'autre part, l'image effectuée avec monture ne semble pas être modifiée lorsqu'on change l'angle d'observation de la sphère intégrante, ce qui va dans le même sens.

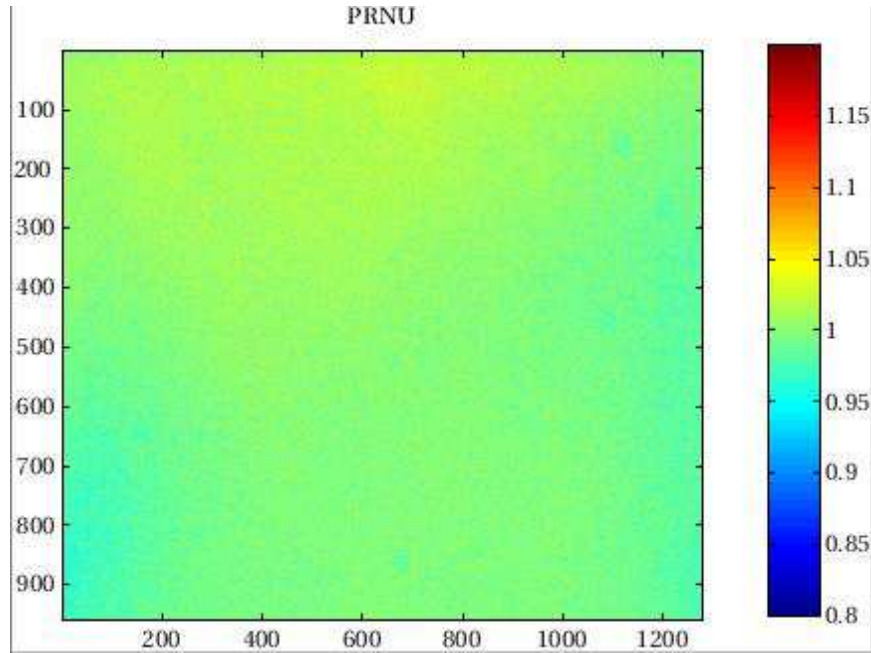


FIG. 3.19 – PRNU pour la caméra CCD ($\lambda = 581nm$)

pensons que les variations spatiales de réponse sont dues à des différences inter pixels d'épaisseur de ces couches. Toutefois, nous n'avons pas réussi à modéliser ces écarts (par exemple par un décalage λ_ϕ), ce qui aurait permis d'évaluer plus précisément l'erreur induite par ces variations.

En effet, on ne peut plus évaluer la relation $I_d(T)$ pour toute la matrice et se ramener à chaque pixel comme suit :

$$I_{d(u,v)}(T) = PRNU_{(u,v)} \cdot t_i \cdot \underbrace{\int W(\lambda) \cdot L^0(\lambda, T) \cdot d\lambda}_{I_d(T)} + \text{offset} + FPN_{(u,v)}, \quad (3.29)$$

car pour la matrice CMOS, la matrice PRNU dépend de λ , et ne peut donc être factorisée dans l'intégrale spectrale. Les corrections de non uniformités font alors intervenir la distribution spectrale du rayonnement incident. Il n'est plus aussi simple de séparer les non uniformités du modèle radiométrique, et on se dirige vers un étalonnage pixel à pixel, ou par zone de matrice.

4.2.7 Corrections

Les algorithmes de corrections des non-uniformités (NUC) sont de deux types [Hayat 99] :

- Les algorithmes « basés scène » utilisent directement les images acquises pour estimer les non uniformités. Leur principal avantage est leur

facilité d'utilisation, puisqu'ils ne nécessitent pas de phase préliminaire d'étalonnage. C'est pourquoi des travaux continuent de voir le jour pour généraliser ces méthodes³⁰ [Scribner 88, Scribner 90, Hayat 04]. Ces méthodes reposent sur le fait que tous les pixels doivent recevoir l'ensemble des luminances de la scène au cours du temps. *Or ce n'est pas le cas dans notre contexte (observation de scènes statiques), ce qui fait que nous n'utilisons pas ce type de méthode.*

- Nous leur préférons les corrections « calibration based » (basées sur un étalonnage), dont le document de référence est [Healey 94]. C'est la méthode que nous avons utilisée pour effectuer les caractérisations effectuées dans ce chapitre.

Assez peu de documents considèrent à la fois les problèmes de non linéarité de la photo-réponse et les non uniformités matricielles ; citons tout de même [Schulz 95, Shi 05, Ferrero 06]. Il est bien sûr important de considérer ces deux artefacts, ce qui implique que les algorithmes de correction des non uniformités (NUC) ne peuvent être que du premier ordre (corrections de gain et d'offset, sans terme supplémentaire). Tout terme supplémentaire serait issu d'une non linéarité des photo-réponses corrigées, puisque la différence entre deux signaux linéaire est elle aussi linéaire. Aussi nous privilégions la technique proposée par [Ferrero 06] à celle, par exemple, de [Schulz 95] qui fait intervenir des termes de degrés supérieurs.

5 Phénomènes perturbateurs, CCD et CMOS : premier bilan.

La linéarité de la photo-réponse est la première propriété à vérifier, que ce soit pour des matrices CCD ou CMOS.

Les matrices CCD sont plus adaptées aux températures basses, alors que les CMOS se comportent mieux à hautes températures³¹. À basses températures, les matrices CCD bénéficient de leurs faibles courants d'obscurité, tandis qu'à hautes températures les matrices CMOS restent peu sensibles au smearing, qui peut être corrigé.

Il reste pour ces dernières le problème des non uniformités, sur lequel nous n'avons pas statué. Il faudrait vérifier si les variations spectrales de la PRNU s'atténuent avec des filtres plus larges (auquel cas l'effet peut être faible), ou restent du même ordre de grandeur (on ne pourra plus alors utiliser un même jeu de paramètre pour toute la matrice, qu'il faudra fenêtrer ou scinder, le « pattern » de non uniformité étant somme toute régulier).

³⁰[Scribner 88] propose une étude intéressante sur les limites de ce type de correction.

³¹La notion de température haute dépend bien entendu du filtre et de l'optique utilisée. À titre indicatif, sans filtre et diaphragme grand ouvert, on peut indiquer une température limite typique de 700°C.

Enfin, les évolutions technologiques vers des matrices dont la température de substrat T_d est mesurée ou régulée, ainsi que vers des CAN de type logarithmique sont à surveiller, car elles seraient utiles aux fortes dynamiques de la thermographie silicium.

6 Bilan en situation d'étalonnage

6.1 Bilan sur chaque phénomène

Température du détecteur : En situation d'étalonnage, il est recommandé de masquer le détecteur du corps noir en dehors des mesures. Puisque les variations de températures du détecteur affectent prioritairement les courants d'obscurité, ceux-ci doivent être contrôlés (en début et fin de relevé d'une courbe de linéarité, en début et fin de demie journée, etc.). En pratique, en n'agissant pas dans une salle noire surchauffée, et en masquant aussi souvent que possible le détecteur, les variations sont inexistantes pour les matrices CCD testées, et faibles pour les CMOS.

Linéarité de la photo-réponse : La photo-réponse du détecteur doit être mesurée avant toute chose, de préférence à une température permettant d'utiliser un grand nombre de temps d'intégration sur la dynamique, et notamment proche de la saturation.

En situation d'étalonnage, on peut déterminer la pente dI_d/dt_i pour chaque température T en n'utilisant que les points du domaine de linéarité. La correction n'est pas strictement indispensable.

Blooming : Le blooming n'apparaît pas, car on évite qu'un pixel ne sature en contrôlant le temps d'intégration.

Smearing : Il n'a pas d'influence directe³² car seule la pente dI_d/dt_i est utilisée, alors que le smearing affecte l'ordonnée à l'origine.

Effet « fantôme » : Pas d'influence si le corps noir est centré sur l'image.

Effet Narcisse : Pas d'influence.

Vignettage : Non étudié spécifiquement. Influence probablement négligeable en évitant les objectifs « photo », et en considérant un corps noir spatialement homogène qui occupe un quart de l'image dans chaque direction.

Non uniformités : Semblent négligeables pour les CCD. Question en suspens pour les CMOS.

³²il est toutefois déconseillé de mettre le corps noir en pleine image si on souhaite utiliser une large gamme de température. Le smearing, s'ajoutant sur chacun des pixels de la colonne, va devenir rapidement prépondérant à haute température.

6.2 Obtention pratique des points de référence

Ce bilan étant fait, nous ajoutons dans cette partie quelques remarques permettant l'étalonnage pratique des caméras. Il est en effet admis que les mesures radiométriques, dès l'obtention des points de référence, sont délicates. Et qu'il est nécessaire de décrire précisément chacune des étapes réalisées [Pajani 89, Holst 98b].

1. Position de la caméra. Elle est placée à environ $1.2m$ de l'ouverture du corps noir. L'alignement est assuré en imageant le centre de l'ouverture du corps noir sur le centre de l'image, ce qui est d'ailleurs compatible avec la suppression de l'influence des réflexions parasites dans l'optique. Grâce à la sensibilité intrinsèque du système, et à une palette de fausses couleurs permettant de visualiser les gradients spatiaux. Un mauvais alignement de seulement quelques degrés est ainsi visible (figure 3.20, sur laquelle l'alignement vertical est correct, mais la caméra « voit » le bord gauche de la cavité du corps noir).

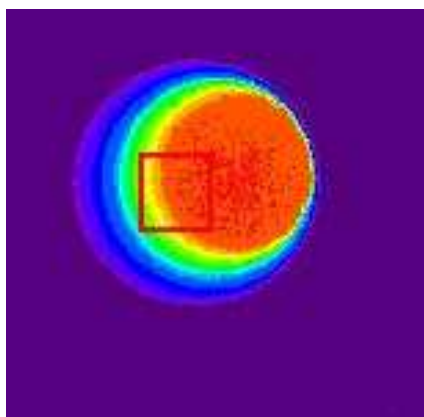


FIG. 3.20 – Visualisation d'un mauvais alignement de l'axe optique de la caméra avec le corps noir

2. Réglages optiques. On effectue la mise au point en plaçant un cache métallique composé de raies verticales masquant l'ouverture. L'observation du profil ligne (profil « carré ») des intensités permet d'effectuer la mise au point, qui maximise le contraste.
3. Réglage de la zone d'intérêt, sur laquelle est calculée la moyenne spatiale des signaux de sortie. Cette zone se doit d'être homogène. Pour chaque nouvelle température de corps noir, on effectue les points suivants.
4. Vérification des courants d'obscurité, pour contrôler la température du détecteur.
5. Relevé des points $I_d(t_i)$, jusqu'à saturation (ou du moins dans le domaine de linéarité FoL).

6. La pente de cette courbe dans le FoL, à laquelle on soustrait le courant d'obscurité, représente alors le point de référence $(I_d/t_i, T)$.

7 Bilan en situation de mesure

L'algorithme générique (i.e. avec toutes les corrections quel que soit le cas) est présenté sur la figure 3.21. Les étapes sont ensuite commentées.

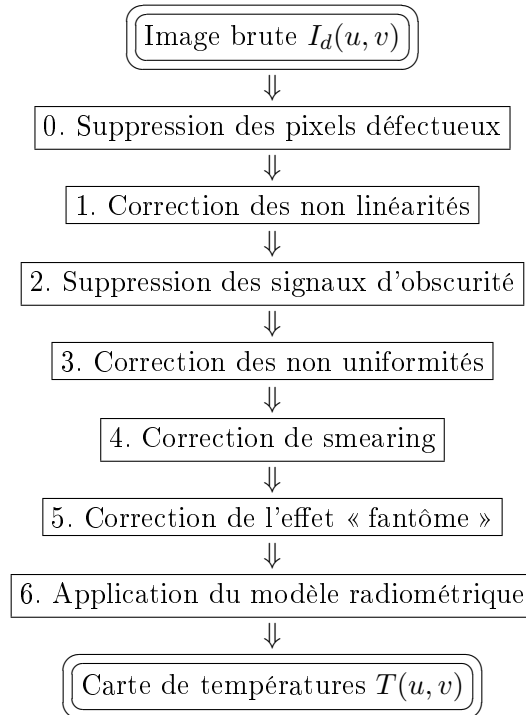


FIG. 3.21 – De l'image brute à la mesure de températures

0. Suppression des pixels défectueux. Un certain nombre de pixels (généralement entre 0 et 2% des pixels de la matrice) sont défectueux : pixels chauds (i.e. à très forts courants d'obscurité), pixels dont le courant d'obscurité ne varie pas linéairement avec le temps d'intégration, etc. Ces pixels doivent être identifiés dès la caractérisation de la matrice.

Ils peuvent être ignorés par la suite, ou remplacés par toute valeur telle que valeur moyenne sur leur 9-voisinage, valeur médiane, etc. Leur influence est ainsi moindre sur les traitements suivants.

1. Correction des non linéarités. Elles sont décrites dans la section §2.2. La courbe de correction $I_d = f(I_d^{\text{ILL}})$ peut être utilisée sous forme de table de valeurs interpolées, ou à partir d'une forme analytique. [Shi 05]

propose des formes polynomiales³³, auxquelles nous préférons celle proposée dans [Stevens 91] à partir de la modélisation microscopique.

- 2. Suppression du signal d’obscurité.** Elle est nécessaire pour les matrices CMOS. Pour les matrices CCD, seuls les grands temps d’intégration (plusieurs secondes) y sont sensibles.
- 3. Corrections des non uniformités.** Nous avons vu (§4.2.6) que les matrices CCD sont uniformes pour nos moyens de caractérisation. Plus exactement, des non uniformités inférieures à 0.5% imposent des erreurs faibles, dont les bases de calculs sont rappelées dans la section §1.2 et 1.2.3. Cette phase de correction nous est inutile.
Pour les matrices CMOS, nous n’avons pas statué sur les dépendances spectrales, ce qui est souvent un point bloquant [Ferrero 06]. Il conviendrait de réaliser des mesures avec des filtres de bandes passantes plus larges, afin de déterminer dans quelle mesure les différences spectrales « se moyennent » et disparaissent.
- 4. Correction de smearing.** Elle a été détaillée en §3.1, ainsi que les domaines pour lesquelles ces corrections sont inutiles, efficaces ou impuisantes.
- 5. Correction de l’effet « fantôme ».** Elle est détaillée dans la section §3.2, ainsi que son influence (il perturbe les faibles signaux, pour les images fortement contrastées, sans symétrie centrale).
- 6. Application du modèle radiométrique.** Voir chapitre précédent.

³³L’un des intérêts de son approche est qu’il montre comment choisir le polynôme de degré donné qui minimise au mieux l’écart quadratique avec les données.

Chapitre 4

Évaluation du système et applications

Nous avons modélisé la caméras silicium et corrigé les phénomènes perturbateurs ; nous nous intéressons ici aux performances obtenues. Nous montrons qu'elles sont fortement améliorées par un contrôle adapté du temps d'intégration, contrôle que nous détaillons dans la section §2. Enfin nous illustrons les perspectives offertes par ces caméras silicium avec une application de mesure couplée de champs de températures et de champs dimensionnels, avec un même capteur de stéréovision (paire de caméras silicium).

1 Performances

Dans cette partie nous présentons des critères d'évaluation, en se focalisant au domaine thermique. Des éléments de comparaison aux caméras de thermographie infrarouges sont fournis.

1.1 Avant propos

1.1.1 Évaluation des performances

L'évaluation des performances de systèmes de thermographie reste un point délicat. D'une part parce qu'il existe un grand nombre de caractéristiques [Pajani 89, Fabre 06], mais aussi parce que leur détermination n'est pas simple, et que leur interprétation dépend de l'utilisation ([Holst 98b], p.144).

Prenons le cas de l'incertitude sur la valeur de température annoncée. Le document [Nigon 04] rappelle les principes de ce genre de détermination (différentiation au second ordre de l'équation radiométrique, détermination des corrélations, . . .), et tente de l'appliquer aux caméras de thermographie infrarouge. Il apparaît assez rapidement qu'il n'est pas évident d'évaluer certaines grandeurs, soit parce que le constructeur ne fournit pas d'information

ou fournit des informations *douteuse*, soit parce qu'il est pratiquement impossible de statuer sur une valeur (corrélations par exemple). Pour chaque valeur annoncée, nous fournissons la description de son obtention, ce qui permet ensuite d'en discuter *en connaissance de cause*.

Les performances du système se classent en différentes catégories :

- les performances dues au modèle paramétré (forme du modèle et paramètres identifiés).
- les performances intrinsèques, qui découlent de l'étude analytique de ce modèle.
- les performances sur la mesure de température vraie (influence des facteurs extérieurs).

1.1.2 Configuration de la caméra

Les performances du système dépendent bien évidemment de la configuration de la caméra, et notamment de son objectif et du filtre utilisé.

Pour s'affranchir au mieux du rayonnement solaire, il est de coutume d'utiliser un filtre ne laissant passer que le rayonnement proche infrarouge¹ (voir page 37). Mais il est possible d'utiliser le rayonnement proche ultraviolet et de bénéficier de raies d'absorption atmosphériques dues à l'ozone. Ou encore de se protéger du rayonnement solaire et d'utiliser l'ensemble du spectre d'absorption du silicium. On obtient alors une température minimale de détection plus basse.

Comme pour le choix du système de mesure, le choix du filtre dépend des conditions expérimentales et de ce qu'on souhaite observer.

1.1.3 Éléments de comparaison

Sauf précision contraire, nous considérons la caméra silicium Sony EC1380 non équipée de filtre. Des éléments de comparaison sont fournis avec :

- d'une part, cette même caméra, équipée d'un filtre « proche ultraviolet » laissant passer le rayonnement de longueurs d'onde inférieures à $540nm$, et d'un filtre « proche infrarouge » laissant passer le rayonnement de longueurs d'onde supérieures à $900nm$. La gamme de température considérée est $300 - 850^{\circ}C$, et $320 - 850^{\circ}C$ pour la configuration PUV.
- d'autre part, deux caméras de thermographie infrarouges : la caméra Agema 780, caméra à balayage équipée d'un détecteur InSb ($3 - 5\mu m$) refroidi à $77K$, et l'Agema 880LWB, avec un mono-détecteur en HgCdTe ($8 - 12\mu m$), refroidi à $77K$. Les comparaisons concernent alors une gamme commune de températures mesurables : $400 - 700^{\circ}C$.

¹Certains détecteurs étant équipés d'un filtre les protégeant de ces longueurs d'onde, il pourra être ôté.

1.2 Performances liées au modèle paramétré

Nous nous intéressons ici aux performances dues au modèle paramétré. Les critères présentés ici sont représentatifs :

1. du corps noir utilisé et des conditions d'opération lors de l'acquisition des points de référence. Nous utilisons le corps noir² P-1200 de chez Land Infrared. Ces deux caméras sont utilisés avec le modèle paramétrique suivant :

$$I_d(T) = \frac{A}{C \cdot \exp\left(\frac{B}{T}\right) - 1} \quad (4.1)$$

2. De la forme du modèle radiométrique paramétré.
3. De la juste identification de ses paramètres.

1.2.1 Définitions

Soit un ensemble de points de référence $(I_d, T)_k$. On peut définir les termes suivants [Perruchet 00] :

Erreur moyenne	[K] : $E[\hat{\mathbf{T}} - T] = \frac{1}{K} \sum_{k=1}^K (\hat{\mathbf{T}}(I_{dk}) - T_k)$
Écart-type	[K] : $\sqrt{E[(\hat{\mathbf{T}} - T)^2]}$
Erreur maximale	[K] : $\ \hat{\mathbf{T}} - T\ _\infty$
Précision	[K ⁻¹] : inverse de l'erreur moyenne
Fidélité	[K ⁻¹] : inverse de l'écart-type

Pour se ramener à un même ensemble de points de référence pour les différents systèmes, nous considérons pour la caméra silicium l'ensemble des points $(I_d/t_i, T)_k$, et non l'ensemble des points acquis avec différents temps d'intégration.

Pour tous les systèmes, les points sont des moyennes temporelles sur 50 images, et des moyennes spatiales sur la même zone du corps noir.

1.2.2 Comparaisons

Le tableau 4.1 présente les différents résultats pour les trois caméras. La gamme considérée est $400 - 700^\circ C$, avec un point tous les $25^\circ C$. La caméra silicium est utilisée avec une longueur d'onde effective étendue modélisée à l'ordre 1.

Les performances de la caméra silicium sont comparables et parfois même supérieures à celles des caméras infrarouges. La modélisation est donc efficace, et le choix du système doit se faire sur d'autres critères (gamme de température, éclairage, état de surface du corps observé, ...)

²Nous souffrons ici d'une première cause d'incertitude, car ce corps noir n'est pas caractérisé en émissivité sur l'ensemble de la gamme $0.3 - 12\mu m$. Nous le prenons toutefois comme référence pour nos trois caméras.

Modèle	N	$E[\widehat{\mathbf{T}} - T]$	$\sqrt{E[(\widehat{\mathbf{T}} - T)^2]}$	$\ \widehat{\mathbf{T}} - T\ _\infty$
EC1380		0.1	0.2	0.5
780	10	1.0	2.7	4.6
	14	1.4	3.4	6.4
	20	0.4	1.7	3.8
880LWB	(D1)	0.1	1.2	2.0
	(D2)	0.1	3.8	7.3

TAB. 4.1 – Premiers critères d'évaluation de trois caméras

Sur une gamme élargie 300 – 850°C, nous modélisons la longueur d'onde effective étendue à l'ordre 2. Les performances obtenues sont celles du tableau 4.2 (un point de référence tous les 50 degrés).

Modèle	$E[\widehat{\mathbf{T}} - T]$	$\sqrt{E[(\widehat{\mathbf{T}} - T)^2]}$	$\ \widehat{\mathbf{T}} - T\ _\infty$
EC1380	-0.04	1.59	1.9
EC1380(*)	-0.003	-0.4	-0.96

TAB. 4.2 – Performances sur une gamme élargie. (*) : Le point à 600°C étant excentré par rapport au modèle, cette seconde ligne propose les résultats sans considérer ce point.

Ces résultats sont identiques pour les filtre proche ultraviolet et proche infrarouge. Mais la température minimale détectable est alors légèrement plus élevée.

1.3 Performances intrinsèques

Ces performances tiennent plus au système qu'au choix du modèle radiométrique. Commençons par la sensibilité, qui permet de déduire différentes autres grandeurs, dont la dynamique.

Les modèles étant suffisamment précis, la sensibilité se calcule analytiquement via :

$$S(T) = \frac{\partial I_d}{\partial T} \Big|_T \quad (4.2)$$

Pour les caméras infrarouges, cette sensibilité s'exprime comme suit :

$$S(T) = A.B.C. \frac{\exp(B/T)}{T^2 \cdot (C \cdot \exp(B/T) - 1)} \quad (4.3)$$

Pour les caméras silicium, on peut considérer l'expression avec la longueur d'onde effective étendue à l'ordre 1, expression valide autour de T , ce qui fournit :

$$S(T) = I_d \cdot C_2 \cdot \left(\frac{a_0}{T^2} + \frac{2 \cdot a_1}{T^3} \right) \quad (4.4)$$

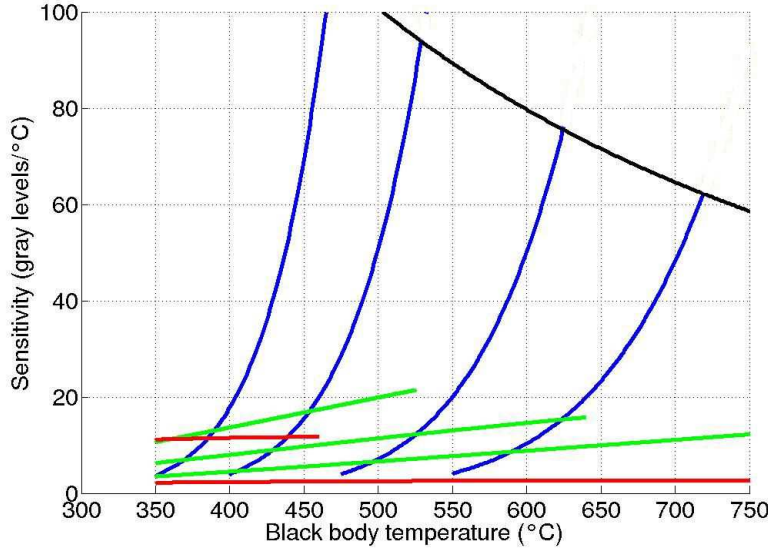


FIG. 4.1 – Sensibilités de trois caméras. En rouge : 880LWB. En vert : 780. En bleu : EC1380. Pour la caméra CCD, les temps d'intégration représentés sont $63ms$, $315ms$, $2.25s$ et $10s$. Les courbes s'achèvent lorsqu'elles saturent pour l'ouverture ou le temps d'intégration considéré.

Le fait d'utiliser cette forme faisant intervenir I_d montre que *la sensibilité du système croît linéairement avec le signal, et donc avec le temps d'intégration.*

Ces trois fonctions sont représentées sur la figure 4.1

Pour la caméra CCD, cette sensibilité est une sensibilité maximale $S^{\text{ILL}}(T)$ qui ne prend pas en compte l'influence de phénomènes perturbateurs tels que la non linéarité de la photo-réponse. L'influence de la non linéarité se calcule aisément, en notant I_d^{ILL} le signal corrigé et I_d le signal lu.

$$S(T) = \frac{\partial I_d}{\partial T} \Big|_T \quad (4.5)$$

$$= \frac{\partial f(I_d^{\text{ILL}})}{\partial T} \Big|_T \quad (4.6)$$

$$= \frac{\partial f}{\partial I_d^{\text{ILL}}} \Big|_{I_d^{\text{ILL}}} \cdot \frac{\partial I_d^{\text{ILL}}}{\partial T} \Big|_T \quad (4.7)$$

$$= \underbrace{\frac{\partial f}{\partial I_d^{\text{ILL}}} \Big|_{I_d^{\text{ILL}}}}_1 \cdot \underbrace{S^{\text{ILL}}(T)}_2 \quad (4.8)$$

La pente de la photo-réponse (terme 1) reste proche de 1 sur plus de 90% de la dynamique, le terme 2 étant le terme représenté sur la figure 4.1. Cette figure reste donc valide, à quelques pour-cents près.

Grâce au contrôle du temps d'intégration, et à la forte variation du flux avec la température à courtes longueurs d'onde, la sensibilité des caméras silicium est élevée par rapport aux systèmes infrarouges.

La sensibilité dans le proche ultraviolet est encore légèrement supérieure, la variation du flux émis avec la température étant plus rapide à courtes longueurs d'onde.

1.4 Performances en situation de mesure

Enfin, concernant la sensibilité aux conditions de mesure, nous avons déjà présenté de premiers éléments de comparaison dans le premier chapitre et notamment sa section §3.

Concernant l'influence de l'incertitude $\Delta\varepsilon$ sur l'émissivité du matériau (incertitude qui cumule la méconnaissance de cette grandeur, et ses variations spatiales, temporelles, ...), il est connu que son influence est moins importante à courtes longueurs d'onde, comme l'atteste la relation suivante, pour une mesure monochromatique :

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{-\lambda \cdot T}{C_2} \cdot \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} \quad (4.9)$$

Nous avons montré dans le premier chapitre que l'émissivité du SP50 varie suffisamment peu pour induire dans notre cadre une erreur de température inférieure à 3°C. Pour ce faire nous différencions la relation :

$$L^0(\lambda, T_{CN}) = \varepsilon \cdot L(\lambda, T_{th}) \quad (4.10)$$

$$\exp\left(\frac{-C_2 \cdot a_0}{T_{CN}}\right) = \varepsilon \cdot \exp\left(\frac{-C_2 \cdot a_0}{T_{th}}\right) \quad (4.11)$$

$$\Rightarrow \left| \frac{d\varepsilon}{\varepsilon} \right| < \left| \frac{C_2 \cdot a_0}{T_{th}} \cdot \frac{dT_{th}}{T_{th}} \right| + \left| \frac{C_2 \cdot a_0}{T_{CN}} \cdot \frac{dT_{CN}}{T_{CN}} \right| \quad (4.12)$$

avec T_{CN} température apparente mesurée par la caméra silicium, et T_{th} température mesurée par le thermocouple.

Pour réaliser des mesures sur des états de surface très peu homogènes, on gagne à utiliser le rayonnement proche ultraviolet.

1.5 Conclusion

Les caméras silicium, finement modélisées et contrôlées en temps d'intégration, présentent des performances meilleures que les caméras infrarouges en terme de sensibilité thermique et de sensibilité moindre à l'émissivité du matériau. Elles doivent être utilisées dans des conditions pour lesquelles le rayonnement ambiant et solaire restent faibles.

Elles sont donc conseillées pour l'étude de matériaux à l'état de surface non homogènes, tels les moules SPF qui s'oxydent de manière non homogène.

2 Contrôle du temps d'intégration

Nous avons vu l'importance de contrôler le temps d'intégration, pour augmenter l'énergie reçue, pour adapter la dynamique de températures observables, pour optimiser la sensibilité, ... Ce contrôle repose sur les principes basiques du contrôle, avec quelques spécificités dues à notre système.

2.1 Principe et algorithme

Pour adapter la dynamique de l'image à chaque instant, il « suffit » de contrôler le temps d'intégration afin que le signal maximal de l'image soit proche (mais strictement inférieur) à la saturation. On peut définir une intensité³ cible I_d^{cible} comme suit :

$$I_d^{\text{cible}} = I_d^{\text{Sat}} - 3.\sigma \quad (4.13)$$

avec σ écart-type de bruit temporel. On souhaite alors régler le temps d'intégration afin que l'intensité maximale de l'image soit cette intensité cible. Le principe général est le suivant :

1. Choisir le temps d'intégration t_i sur l'image courante.
2. Observer le signal maximal de l'image.
3. En déduire le temps d'intégration pour l'image suivante.

En première approximation (pixel idéal, et température ne variant pas entre deux images), on a :

$$I_d = t_{i(\text{image } k)} \cdot f(T) \quad (4.14)$$

avec I_d : intensité maximale courante
 $t_{i(\text{image } k)}$: temps d'intégration courant
 $f(T)$: modèle radiométrique

Il suffit alors de régler le temps d'intégration pour obtenir l'intensité souhaitée :

$$t_{i(\text{image } (k+1))} = \frac{I_d^{\text{Cible}} \cdot t_{i(\text{image } k)}}{I_d} \quad (4.15)$$

Ceci est le cas général, mais en pratique deux faits compliquent le contrôle :

1. La température maximale évolue entre deux images. On peut donc être amené à prédire quelle sera la température maximale sur la prochaine image.

³Les notations qui ne sont utilisées que dans ce paragraphe ne sont pas répertoriées dans la nomenclature.

2. En fonction de la qualité du choix du temps d'intégration de l'image, l'information sur la température peut être très imprécise :
 - (a) si le temps d'intégration est trop faible, l'image est très sombre. La sensibilité étant faible pour de tels signaux, il n'est pas possible de déterminer avec précision la température maximale observée. Le contrôle du temps d'intégration se doit alors d'être « prudent », afin d'éviter la saturation.
 - (b) si le temps d'intégration permet d'obtenir un signal maximal proche de I_d^{Cible} , c'est le cas souhaité.
 - (c) si le temps d'intégration est trop élevé, l'image sature et n'est pas exploitable. De plus on ne peut que minorer la température maximale de l'image.

Voici comment nous gérons ces différents cas :

Initialisation ou « post-saturation ». ($I_d < I_d^{\text{Bruit}}$). L'information (ou le rapport signal à bruit) est trop faible pour déterminer un temps d'intégration permettant d'approcher I_d^{Cible} sans risque de saturer le détecteur. On multiplie alors le temps d'intégration d'un facteur $k_{\text{Init}} > 1$.

Cas général. L'image est exploitable. C'est le cas usuel, qui permet d'adapter le temps d'intégration et d'obtenir l'intensité cible via (4.15).

Saturation. ($I_d > I_d^{\text{SAT}}$) Il s'agit alors de réduire le temps d'intégration, en le divisant par un facteur $k_{\text{Sat}} > 1$.

Nous présentons ci-dessous une formulation plus complète du problème, dont les bases ont été posées dans [Rotrou 05]. Dans cet algorithme, $\widehat{\mathbf{T}}_{\mathbf{k}+1}$ est un modèle prédictif de l'évolution de la température maximale. Notons que comme l'échantillonnage temporel s'effectue à pas non constant⁴, ce modèle prend comme arguments les instants t_k d'acquisition précédentes, ainsi que le futur instant $t_k + ti_{k+1}$:

1. Détermination de l'intensité maximale Id_k de l'image k .
 2. Calculs de la température T_k associée (si Id_k est exploitable).
 3. Évaluation de la prochaine température maximale $\widehat{\mathbf{T}}_{\mathbf{k}+1}(T_k, t_k, T_{k-1}, t_{(k-1)}, \dots, ti_{k+1})$.
 4. Calculs du temps d'intégration fournissant un signal^(*) I_d^{Cible} pour la température $\widehat{\mathbf{T}}_{\mathbf{k}+1}(T_k, T_{k-1}, \dots, ti_{k+1})$.
 5. Retour à l'item 1.
- (*) : Ne pas oublier que le signal-cible I_d^{Cible} doit décroître à basses températures, pour rester sous le seuil de « saturation virtuelle » (voir page 103).

⁴La fréquence d'acquisition (25 images par seconde) n'est plus maintenue dès que le temps d'intégration est supérieur à $1/25^{\text{e}}$ de seconde.

2.2 Paramétrage sur un cas particulier

Pour l'étude du refroidissement des moules SPF, qui est l'application servant de support à cette étude, les paramètres utilisés sont récapitulés dans le tableau 4.4.

$I_d^{\text{Cible}} = I_d^{\text{Sat}} - 10$	sur 8 bits
$I_d^{\text{Bruit}} = I_d^{\text{Sat}} / 6$	
$k_{\text{Sat}} = 4$	(non utilisé)
$k_{\text{Init}} = 2$	
Modèle prédictif d'ordre 0	$\widehat{\mathbf{T}}_{\mathbf{k}+1} = T_k$

TAB. 4.4 – Contrôle du temps d'intégration - paramétrage utilisé pour le suivi du refroidissement des moules SPF

Voici quelques remarques pratiques supplémentaires :

- La relation liant I_d à T peut-être simplifiée lorsqu'il ne s'agit que d'adapter le temps d'intégration (il ne s'agit pas de mesure).
- Il n'est pas fondamental d'obtenir I_d^{Cible} exactement, par contre il est important de ne pas saturer car dans ce cas l'image est inexploitable. Dans bien des cas (refroidissement par exemple), il est inutile de chercher à affiner les modèles prédictifs de température ; il suffit de réduire I_d^{Cible} .
- Le premier temps d'intégration peut-être choisi en connaissant l'ordre de grandeur de la température initiale à mesurer (qu'on surestimera, pour éviter la saturation). Dans l'inconnu, on préférera prendre un temps d'intégration très petit, ce qui converge plus vite que l'utilisation de longs temps d'intégration (une image acquise sur 10 secondes et qui sature, c'est 10 secondes de manipulation sans mesure!).
- Afin d'accélérer le déroulement de l'algorithme, il est possible de ne considérer manuellement qu'une zone de l'image pour rechercher le maximum.
- Il convient enfin de s'assurer que le temps d'intégration est modifié *dès l'image suivante* (voir encart ci-dessous).

Encart 5 : Réglage IEEE1394 du temps d'intégration

Dans le cadre de cette thèse, nous contrôlons des caméras *FirewireTM* (consulter les sites de référence www.sourceforge.net et www.1394ta.org, ainsi que le rapport pour des informations pratiques complémentaires [Dardenne 05]). Le logiciel développé permet de contrôler simultanément plusieurs caméras et de d'intégrer nos besoins et modèles spécifiques.

Le transfert des données et le paramétrage de l'acquisition (réglage des « features ») se font différemment. Les données images sont généralement transférées de manière asynchrone, ce qui permet de maintenir un taux de

transfert élevé (quitte à perdre quelques « paquets » de données), alors que le paramétrage de l'acquisition (temps d'intégration notamment) se fait de manière synchrone. Les processus asynchrones sont prioritaires, et il n'y a pas de moyen logiciel de s'assurer de la réception d'une demande synchrone. Aussi pour s'assurer qu'une modification du temps d'intégration est bien prise en compte, nous proposons de stopper les échanges asynchrones durant un temps suffisant à leur passage, avant d'acquiescer l'image suivante. C'est à notre connaissance le seul moyen valide de s'assurer de la prise en compte réelle du nouveau temps d'intégration.

2.3 Scènes contrastées et « High Dynamic Range » (HDR)

Le contrôle du temps d'intégration permet d'adapter la dynamique à la scène observée, mais cette dynamique, pour une image donnée, reste faible. Autrement dit, si l'adaptation du temps d'intégration permet d'optimiser la sensibilité pour les zones les plus lumineuses de l'image, les zones sombres souffrent d'une sensibilité qui devient très vite faible. Pour fixer un ordre de grandeur, il devient inutile de chercher à évaluer la température d'un point dont la température apparente est de plus de 200°C inférieure à la température maximale de l'image, car son signal de sortie est alors noyé dans le bruit. Il existe deux méthodes pour augmenter artificiellement la dynamique observable d'une scène.

La première consiste à utiliser un temps d'intégration non constant sur toute l'image [Chen 95]. On peut ainsi imaginer utiliser un long temps d'intégration sur les zones les plus sombres, et un temps évitant la saturation sur les zones les plus lumineuses. Par extension, on peut choisir d'obtenir *pour chaque pixel* le signal le plus élevé possible, et de réaliser des mesures via le temps d'intégration nécessaire pour l'atteindre. Mais cette méthode reste très peu répandue, et nécessite un matériel dédié dont on peut penser que le prix sera élevé.

L'autre méthode est inspirée de la photographie High Dynamic Range [Debevec 97]. Cette technique consiste à prendre plusieurs photographies d'une scène stable temporellement, sous un même angle de vue (figure 4.2(a)), puis à recomposer une image de la scène contenant plus d'information qu'une simple image, avec notamment des détails dans les zones sombres, et aucune zone saturée (figure 4.2(b)). Outre l'aspect artistique de cette image, une image codée en HDR comporte bien plus d'information, et peut prétendre dans notre cadre à une sensibilité variant moins avec la luminance. On trouve cette technique utilisée en thermographie traditionnelle [Richards 05a], mais est-elle exploitable avec des détecteurs Silicium ?

La première chose à signaler est qu'elle n'est généralement pas praticable avec des matrices CCD, puisque la saturation des zones vives va polluer le reste de l'image par blooming, rendant inexploitable leurs signaux de sortie.

4. Évaluation du système et applications



(a) Six prises de vue, avec différents temps d'intégration. Pour des images thermiques, il est impossible de choisir un temps d'intégration ne faisant saturer aucun point, tout en conservant assez de signal dans les autres zones de l'image.



(b) Image HDR obtenue

FIG. 4.2 – Principe du High Dynamic Range Imaging. (Cathédrale Saint Paul)

Le seul cas où l'on peut espérer effectuer de la mesure HDR avec des caméras CCD est lorsque la scène présente un fort contraste *horizontal* (pour un transfert de charges vertical), car alors les zones sombres ne sont pas polluées par le blooming (qui est généré sur les colonnes vives).

Les matrices CMOS, de part leur absence de blooming, sont alors idéales pour réaliser de la mesure HDR. De plus, de part leur aptitude au fenêtrage, seule la zone d'image éclairée de manière adéquate peut être lue pour chaque temps d'intégration, ce qui permet de gagner en fréquence. Il n'en reste pas moins que l'image doit peu évoluer durant la série d'acquisition, ce qui implique que la mesure HDR ne sera possible que pour des températures minimales de scène élevées (afin que l'image prise à longs temps d'intégration reste rapide devant l'évolution des phénomènes).

Les matrices CMOS offrent des perspectives de mesures de températures sur des scènes contrastées, surtout pour des phénomènes évoluant lentement et à hautes températures.

3 Mesures couplées dimensionnelles/thermiques

Dans le domaine de la mécanique expérimentale, il est souvent intéressant de connaître le champ de déformations du matériau sollicité, *et* son champ de températures de surface. Différents capteurs sont disponibles pour obtenir les déformations, depuis les jauges jusqu'aux systèmes optiques perfectionnés ([Surrel 04] et colloques Photomecanique). Pour les champs de températures, on dispose également de différents systèmes, des thermocouples aux différents systèmes de thermographie.

Nous montrons dans cette partie que suite à nos travaux sur les caméras silicium, nous pouvons utiliser une même caméra pour réaliser les mesures dimensionnelles et thermiques. Nous avons choisi de nous intéresser aux mesures *tridimensionnelles* qui permettent d'obtenir en même temps la forme et les déplacements/déformations 3D de l'objet étudié.

3.1 Intérêts des mesures couplées

Récemment, de premiers travaux apparaissent qui visent à coupler les mesures thermiques aux mesures dimensionnelles, ne serait-ce que pour pouvoir localiser dans l'espace un point particulier de l'image thermique. [Colantonio 06] propose de fusionner⁵ les données issues d'une caméra de thermographie

⁵La fusion de données est un domaine en plein essor. On trouvera une revue récente des méthodes de fusion dans [Smith 05].

(infrarouge) et les données de forme tridimensionnelles fournies par une paire stéréo de caméras (visibles). En deux dimensions, on peut réaliser le même type de travail avec des champs de déformations 2D (mesurés avec une caméra visible) et les champs de températures (caméra infrarouge) [Wattrisse 06]. On peut aussi utiliser une caméra infrarouge couplée à une technique de mesure de forme par projection de franges [Satzger 06].

Nous proposons de réaliser les mesures tridimensionnelles et thermiques avec un même système : une paire de caméras silicium.

Ceci présente différents avantages :

- L'instrumentation est simplifiée et peu onéreuse (un seul système).
- **La fusion des données est intrinsèque**, puisque toutes ces données sont issues des mêmes capteurs. L'utilisation est donc simple, et permet de bénéficier de la résolution spatiale élevée des caméras silicium (lorsqu'on utilise deux systèmes, on se ramène généralement à la plus faible résolution lors de la fusion). Cette fusion permet notamment de comparer les cartes de températures issues de chacune des caméras.

3.2 Mesures dimensionnelles, mesures thermiques

Considérons de manière plus détaillée les deux modèles associés aux caméras silicium.

3.2.1 Calibrage géométrique et mesures dimensionnelles

⁶ Présenter les algorithmes de stéréo-corrélation n'est pas l'objet de ce document [Orteu 02]. Nous introduisons, de manière simplifiée, les hypothèses de base et le principe de ce type de mesure.

D'un point de vue géométrique, une caméra convertit un point de l'espace 3D en un point 2D de l'image.

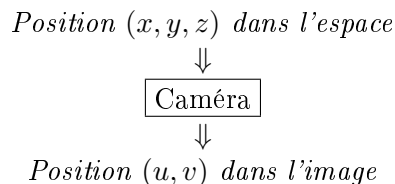


FIG. 4.3 – Modélisation géométrique d'une caméra

⁶Nous utilisons le terme calibrage dans le domaine géométrique comme traduction du terme anglais « calibration ». Comme il ne s'agit pas ici d'identifier les paramètres d'une loi associée à une grandeur, mais à un modèle géométrique, il nous semble plus adapté que le terme « étalonnage ».

Le calibrage géométrique consiste à déterminer la relation entre la position (u, v) sur l'image et l'ensemble des points (x, y, z) dont l'image est (u, v) ; cet ensemble est une demi-droite. Ceci est généralement réalisé en choisissant un modèle paramétré de la caméra [Faugeras 93], généralement issu du modèle simplifié *pin hole*, auquel s'ajoutent les distorsions dues à l'objectif. Les paramètres sont identifiés à l'aide de différentes prises de vues d'un objet dit de calibrage, dont on connaît les dimensions de façon approximative⁷ (figure 4.7). Calibrer une caméra, c'est ici déterminer ses paramètres intrinsèques (centre optique sur la matrice, taille physique des pixels, ...), et ses paramètres extrinsèques (position et orientation dans l'espace).

Calibrer une paire stéréo de caméras (i.e. un capteur de stéréovision), c'est déterminer les paramètres intrinsèques de chacune des caméras et leurs positions et orientations relatives [Garcia 00, Garcia 01]. On peut alors, par triangulation, associer l'unique point (x, y, z) dont les images sont (u_g, v_g) sur la caméra gauche et (u_d, v_d) sur celle de droite. La transformation est alors inversible (figure 4.4).

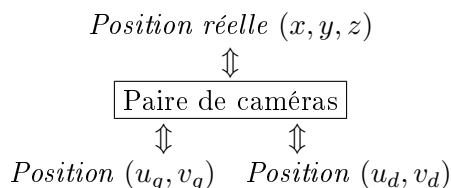


FIG. 4.4 – Modélisation géométrique d'un capteur de stéréovision silicium

Ainsi pour des matériaux texturés et non spéculaires, sous un éclairage lambertien, il est possible de déterminer la position (x, y, z) du point dont les images sur les caméras sont (u_g, v_g) et (u_d, v_d) .

3.2.2 Étalonnage radiométrique et mesures thermiques

D'un point de vue radiométrique, une caméra convertit le flux émis par un point en une intensité de pixel :

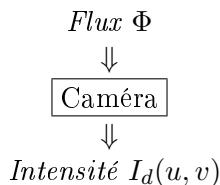


FIG. 4.5 – Modélisation radiométrique d'une caméra

Nous avons vu que l'étalonnage radiométrique permet, via une phase de correction (figure 3.21), de lier l'intensité d'un pixel (u, v) à la température

⁷Calibrage de type photogrammétrique.

apparente du point imagé.

3.2.3 Principe des mesures couplées

Pour un objet observé, il est possible avec une paire stéréo, calibrée géométriquement et radiométriquement, d'associer à chaque pixel (u_g, v_g) ou (u_d, v_d) , le point réel (x, y, z) .

Or l'intensité $I_d(u_g, v_g)$ indique la température apparente $T(u_g, v_g)$. Grâce au calibrage géométrique, c'est la température $T(x, y, z)$ du point (x, y, z) (figure 4.6).

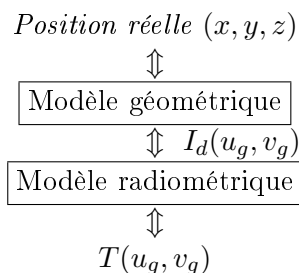


FIG. 4.6 – Mesure couplée : à un pixel on peut associer à la fois sa température et sa position dans l'espace. On obtient des cartes de températures $T(x, y, z)$.

3.3 Mesures couplées

Pour l'expérience suivante, nous avons tout d'abord étalonné radiométriquement l'une des caméras, puis nous avons appliqué ce modèle aux deux caméras. Les matrices Sony-SX910 sont utilisées sans filtre, car la scène est de température basse (inférieures à $550^\circ C$).

Puis le capteur de stéréovision est calibré géométriquement, à l'aide des mires représentées sur la figure 4.7.

3.3.1 Forme et champs de températures

Nous observons un objet métallique en SP50 de $20 \times 20 \text{ cm}$ de base, avec deux plans inclinés et une hauteur maximale de 5 cm (figure 4.8). Ce moule repose sur une plaque chauffante. La paire de caméra l'observe.

Pour les mesures dimensionnelles, un mouchetis est projeté (à l'aide d'un vidéo projecteur) sur la surface de l'objet dont on cherche à déterminer la forme, comme indiqué sur la figure 4.9. Les propriétés statistiques du mouchetis permettent de reconnaître chaque point (u_g, v_g) de l'image gauche sur l'image droite, et ainsi de calculer la disparité $(u_g - u_d, v_g - v_d)$ entre ces deux images. Cette disparité étant connu, on détermine la forme de l'objet par triangulation.

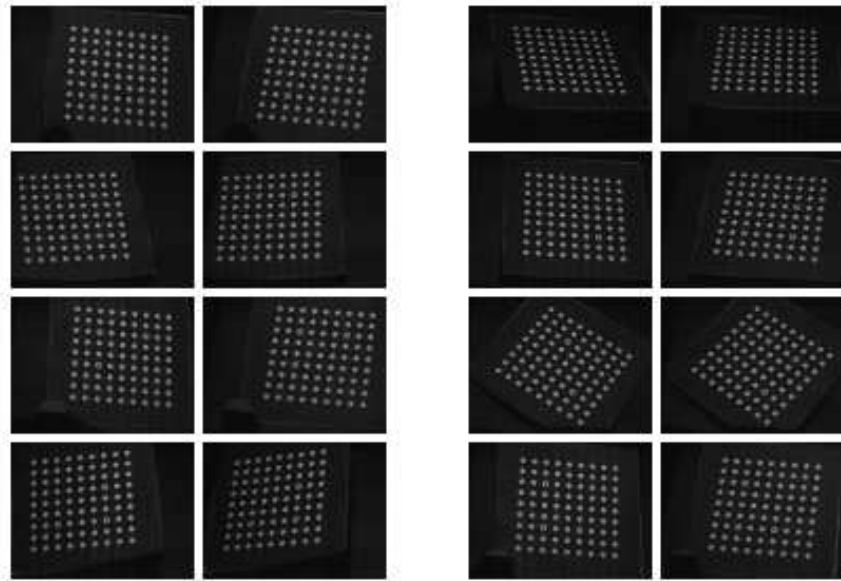


FIG. 4.7 – Huit paires d’images de la mire, servant à la calibration géométrique du système

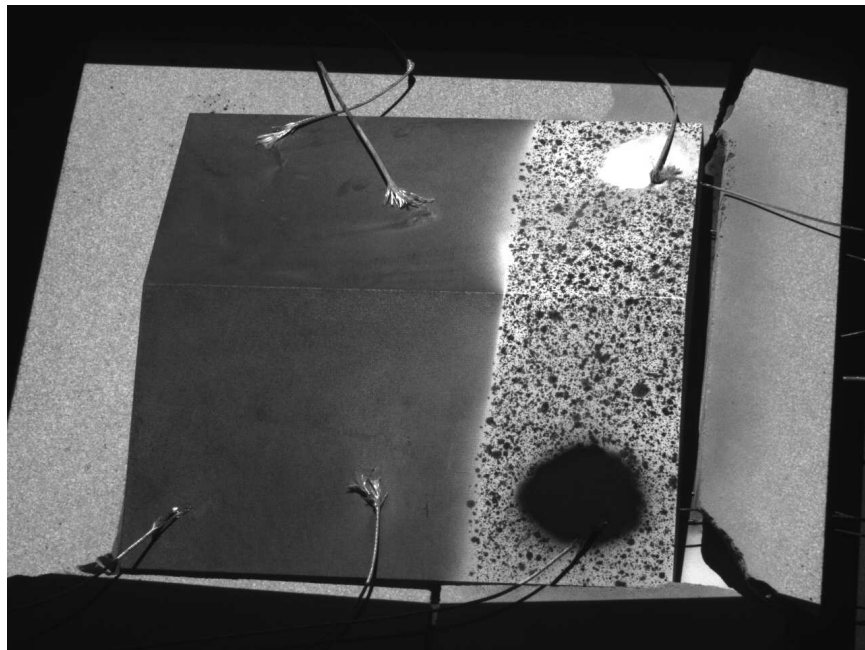


FIG. 4.8 – Objet étudié. Initialement sa surface n’est pas peinte. Les thermocouples servent de référence de température, pour l’étude de l’émissivité [Rotrou 05]

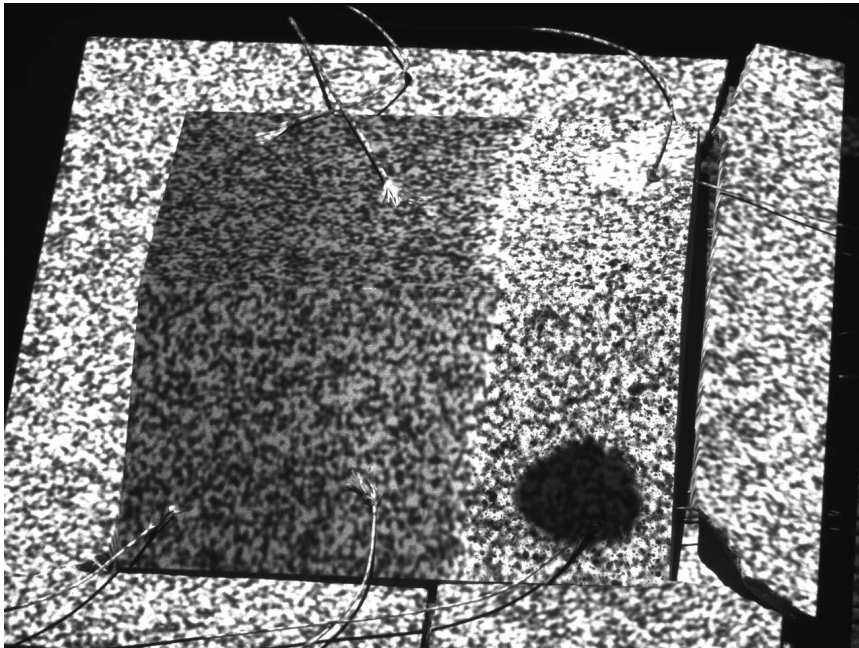


FIG. 4.9 – Mouchetis projeté.

Pour les mesures thermiques, le projecteur est éteint et l'objet est plongé dans l'obscurité. Une seule caméra est suffisante, et nous obtenons donc deux cartes de températures, dont nous discuterons plus loin.

Comme la fusion des données est intrinsèque, nous pouvons associer à n'importe quel pixel le point correspondant dans l'espace, et sa température, et obtenir la carte de température projeté sur la surface 3D de l'objet (figure 4.10).

La carte de disparité permet d'associer à tout pixel de l'image gauche le pixel de l'image droite qui image le même point. Ceci permet de comparer les températures annoncées par les deux caméras. L'écart obtenu caractérise les variations directionnelles de l'émissivité (une même surface n'est pas vue sous le même angle par chacune des caméras), et surtout *l'écart dû au fait qu'une seule caméra a été étalonnée, et que ce modèle paramétré a été utilisé pour les deux caméras*. Sur les 50000 points considérés (nœuds du maillage dimensionnel), l'écart moyen trouvé est de $2.4^{\circ}C$, avec un écart-type de $1.5^{\circ}C$. Cet écart est de l'ordre de grandeur de l'incertitude due à la méconnaissance et aux variations de l'émissivité, estimée à $3^{\circ}C$ [Rotrou 05].

3.3.2 Champs de déplacements, de déformations et de températures

Dans un second temps, nous nous intéressons aux champs de déplacements et de déformations, lors du refroidissement de l'objet. Pour les obtenir,

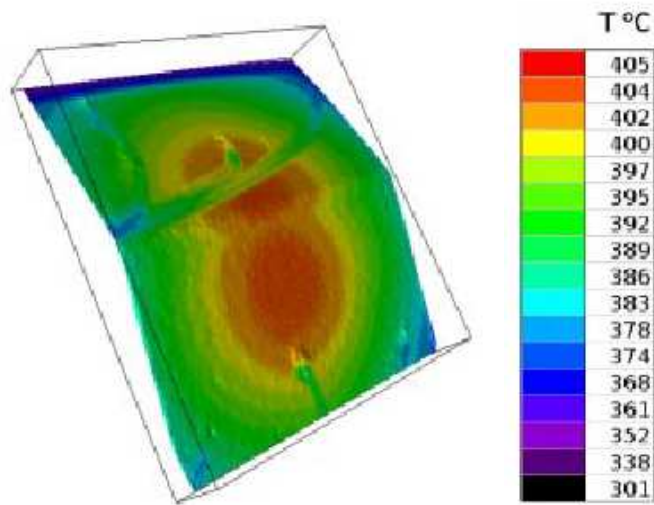


FIG. 4.10 – Carte de températures 3D. Les thermocouples perturbent la mesure.

il faut pouvoir suivre un point matériel de l'objet au cours de son déplacement. Pour rendre cela possible, il faut que le mouchetis soit solidaire de l'objet. C'est pourquoi nous en avons peint une partie (figure 4.8), avec un mouchetis constitué de deux peintures « blanche⁸ » et « noire ». Deux zones autour des thermocouples sont peintes uniformément, afin de déterminer l'émissivité de chacune des peintures.

Dans la suite, ces zones ne sont pas utilisées, et on mesure des températures sur la zone non peinte, et des déplacements et des déformations sur la zone peinte, quitte à en étendre les résultats par symétrie.

Dans le domaine dimensionnel, on peut observer la forme de l'objet et en déduire les déformations de surface (figure 4.11).

Dans le domaine thermique, on observe deux instants différents en cours de refroidissement sur la figure 4.12.

Finalement nous déterminons, en moyennant les résultats sur 50 images⁹ durant des paliers à différentes températures, la contrainte selon l'axe y (l'un des bords de l'objet), et observons qu'elle évolue linéairement avec la température, nous permettant de déterminer le coefficient de dilatation du SP50 (figure 4.13).

⁸Les termes « blanc » et « noir » sont ici employés au sens traditionnel du terme, et non au sens radiométrique.

⁹Ce moyennage est indispensable à cause des champs de convection de l'air entre l'objet et la caméra. L'indice de réfraction de l'air change au cours du temps et dans l'espace, causant une déformation des trajets lumineux. Il se superpose alors à la déformation réelle une déformation due au champ de convection variable, déformation aléatoire de fréquence temporelle élevée.

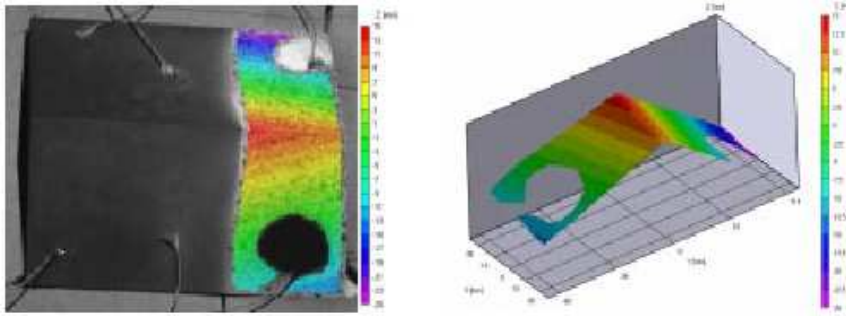


FIG. 4.11 – Altitude de la surface du moule (son support n'est pas horizontal dans le référentiel considéré).

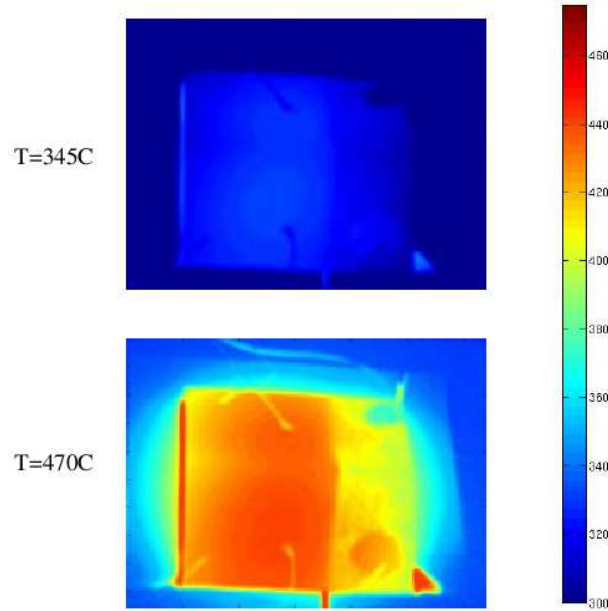


FIG. 4.12 – Deux cartes de températures

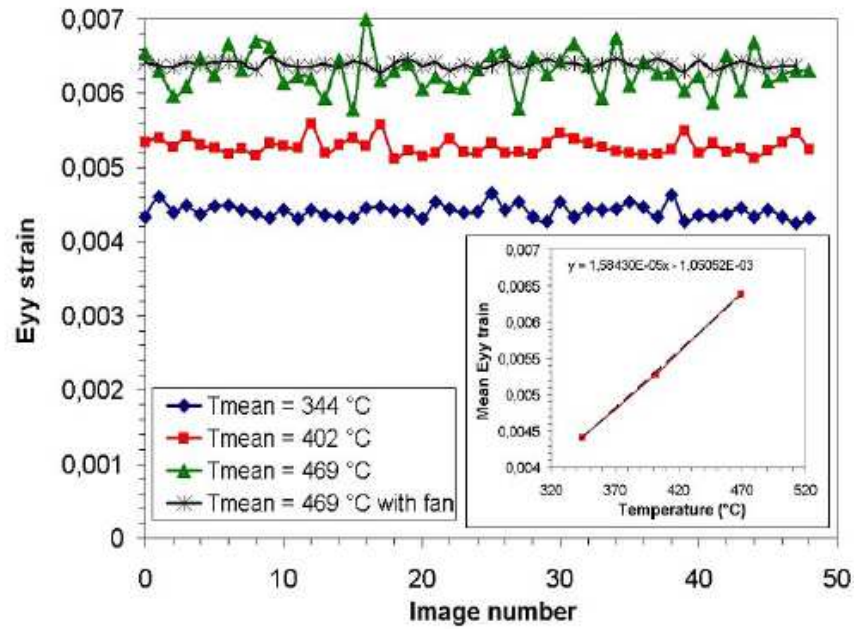


FIG. 4.13 – Étude de la dilatation

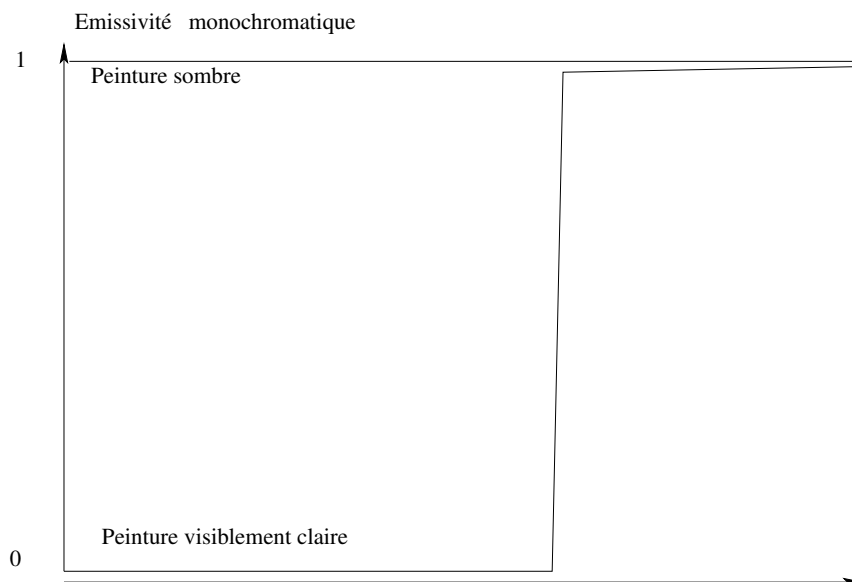


FIG. 4.14 – Exemple de peintures intéressantes pour la mesure couplée

3.4 Perspectives

Ces deux expériences préliminaires montrent le potentiel des mesures couplées dimensionnelles 3D/thermiques basées sur une paire de caméras silicium bas-coût. Il va sans dire qu'en utilisant une unique caméra silicium, on peut réaliser des mesures couplées dimensionnelles 2D/thermiques.

Quelques points à étudier ont été mis en évidence au cours de ces manipulations :

- D'un point de vue dimensionnel, le problème du champs de convection qui déforme les chemins optiques est à l'étude. De premiers travaux sont menés, reposant sur l'utilisation d'un ventilateur « forçant la convection ». L'objectif est de supprimer les variations rapides du champ tridimensionnel d'indice de réfraction de l'air.
- D'un point de vue thermique, nous chercherons à identifier le mouchetis en terme de carte d'émissivité $\varepsilon(x, y, z)$, ce qui permettrait de réaliser directement les mesures couplées sur l'ensemble de l'objet peint ? Il faudra alors s'intéresser à la résolution spatiale de notre système, pour déterminer l'influence des hautes fréquences spatiales sur la mesure de température.
- Les approches polychromatiques (chaque caméra est équipée d'un filtre différent) peuvent s'avérer intéressante pour déterminer cette carte d'émissivité de manière directe, cette tâche étant facilité par la connaissance de la carte de disparité.
- Enfin, sur des objets non convexes, il s'agira de voir dans quelle mesure la connaissance de la forme de l'objet permet de calculer ses facteurs de forme, et ainsi de prendre en compte les réflexions multiples (radiosité) dans l'évaluation de la température vraie.

Certains de ces problèmes pourraient être simplifiés en utilisant deux peintures de couleurs $\varepsilon(\lambda)$ différentes dans le visible, mais proches dans le proche infrarouge, comme indiqué sur la figure 4.14.

La modélisation radiométrique fine des caméras silicium offre des perspectives multiples en mesures couplées, réunissant des connaissance en radiométrie, stéréo-vision, reconnaissance de forme, énergétique (radiosité)...

4 Conclusion

Grâce à une modélisation précise et à une étude des phénomènes perturbant la mesure, nous avons montré que les caméras silicium offrent des performances intéressantes pour mesurer des champs de température. En particulier leur usage est recommandé pour des mesures sur des métaux ou des objets à l'état de surface peu homogène, et des mesures nécessitant une forte sensibilité. Les caméras CCD sont alors adaptées pour des gammes de températures typiques de l'ordre de 300–800°C, les caméras CMOS prenant

le relai pour des gammes¹⁰ de températures 500 – 1000°C.

Ces performances sont notamment obtenues grâce au contrôle du temps d'intégration, que nous réalisons en intégrant les non-linéarités de photoréponse à faibles flux.

Cette étude permet une expérience préliminaire en mesure couplée de forme et champs de température avec un unique capteur de stéréovision silicium, puis en mesure couplée de champs de déformation et de température. Cette première expérience ouvre de prometteurs champs de recherches concernant les deux aspects, l'objectif étant de s'approcher d'une instrumentation précise, de coût modeste, et simple d'utilisation.

¹⁰Gammes de températures basses, augmenter les températures observables étant toujours possible en diminuant le flux reçu par filtrage ou obturation partielle

Chapitre 5

Conclusion

Différentes études ont montré l'intérêt d'utiliser des caméras silicium pour réaliser des mesures de températures, notamment sur des matériaux métalliques, à plusieurs centaines de degrés.

Dans notre travail, nous proposons une nouvelle approche de la modélisation radiométrique de tels systèmes, afin d'améliorer leurs performances, de mieux les estimer, et enfin de déterminer dans quels contextes leur utilisation est pertinente.

Nous montrons que le contrôle du temps d'intégration permet d'optimiser les performances du système, notamment en terme de sensibilité thermique. Pour que celui-ci soit réalisable en pratique, nous proposons un modèle radiométrique *indépendant du temps d'intégration*, et dont l'unique jeu de coefficients est valide sur toute la gamme de température d'étude, avec une erreur inférieure au degré.

L'étude de ce modèle fournit des éléments pour choisir le nombre (finalement très restreint) et les températures de référence qu'il faut considérer pour l'étalonnage. Nous avons d'autre part montré l'importance de la procédure d'identification des paramètres, et nous en proposons une qui découle des propriétés du modèle et s'avère efficace.

Une autre originalité du travail consiste à séparer l'étude des phénomènes dus à la gamme spectrale d'absorption du silicium, de l'étude des phénomènes perturbateurs, existant notamment suite au détournement de ces outils de visualisation pour faire de la mesure thermique. Notre étude montre notamment comment la connaissance de ces phénomènes permet de diminuer ou supprimer leur influence. Elle montre aussi que les technologies CCD sont limitées à hautes températures, tandis que les technologies CMOS peuvent alors les remplacer de manière intéressante. L'évolution de ces dernières permet d'envisager des progrès sur les scènes contrastées, avec par exemple le développement de capteurs dédiés.

Enfin nous montrons que nos travaux fournissent des systèmes intéressants, et pouvant concurrencer les caméras infrarouges pour des matériaux

à l'état de surface inhomogène, ou pour des mesures nécessitant une forte sensibilité et dont l'éclairage peut être contrôlé.

Notre étude se termine par de premières expériences de mesures couplées mono-système, mesure de forme/déformations d'une part, et de températures d'autre part, avec un système composé d'une paire de caméra silicium. Cette expérience ouvre d'intéressantes perspectives en mécanique expérimentales; nous proposons quelques pistes d'études pour rendre plus pratique, plus simple d'utilisation et plus précise, cette technique de mesure.

Annexe A

Croissance du rayonnement émis avec la température

L'utilisation devenue commune d'outils de thermographie pour réaliser de l'imagerie thermique repose sur l'hypothèse suivante :

Hyp : *Le flux émis par un objet est une fonction croissante de la température.*

Les multiples variables influençant l'émissivité (angle, température, etc.) font que l'hypothèse considérée ici n'est pas toujours vérifiée et qu'il faut rester prudent lorsqu'on observe une image thermographique, mais la démonstration ci-dessous indique pourquoi les images thermiques sont souvent visuellement satisfaisantes.

On peut démontrer que cette hypothèse est vérifiée pour un objet observé sous un angle constant, et dont l'émissivité ne varie pas avec la température (voir ci-dessous). On peut généraliser ceci aux matériaux dont l'émissivité est une fonction croissante de la température.

Considérons un corps dont l'émissivité ne varie pas avec la température. Le rayonnement émis est alors :

$$\Phi_e(T) = \int \varepsilon(\lambda).W(\lambda).L^0(\lambda, T).d\lambda \quad (\text{A.1})$$

$$\text{Or, } \forall \lambda, \frac{dL^0(\lambda, T)}{dT} = \frac{C_1.C_2.\exp\left(\frac{C_2}{\lambda.T}\right)}{\lambda^6.T^2.\left(\exp\left(\frac{C_2}{\lambda.T}\right) - 1\right)^2} \quad (\text{A.2})$$

$$\Rightarrow \forall \lambda, \frac{dL^0(\lambda, T)}{dT} > 0 \quad (\text{A.3})$$

La réponse spectrale du système $W(\lambda)$ est une fonction à valeurs positives, indépendante de T , tout comme l'émissivité monochromatique $\varepsilon(\lambda)$ du corps.

(on les suppose non nulles sur un même intervalle). Ainsi :

$$\forall \lambda, \frac{d(\varepsilon(\lambda).W(\lambda).L^0(\lambda, T))}{dT} > 0 \quad (\text{A.4})$$

$$\Rightarrow \frac{d(\int \varepsilon(\lambda).W(\lambda).L^0(\lambda, T).d\lambda)}{dT} > 0 \quad (\text{A.5})$$

$$\frac{d\Phi_e}{dT} > 0 \quad (\text{A.6})$$

Annexe B

Introduction à la radiosité

Le flux total issu d'une surface (on parle souvent de radiance) est la somme du flux émis et des flux réfléchis. Comment retrouver le flux émis quant on mesure la somme de ces deux termes? Et surtout quand le peut-on? Cela dépend de la complexité de la géométrie et de la thermique de la scène [Pajani 85] :

1. Lorsque la scène est composée de peu de surfaces planes homogènes en température, le calculs peut parfois se faire analytiquement [Papini 94].
2. Si l'objet est décomposable en surfaces élémentaires de températures homogènes, l'étude de la radiosité permet d'établir la relation entre les températures et les flux. Les phases délicates sont alors le maillage de la scène et le calculs de ses facteurs de forme (souvent réalisé par des calculs de Monte Carlo). Enfin, afin d'estimer la sensibilité de ses méthodes, il est possible de mettre en œuvre des méthodes sans refaire l'ensemble des calculs pour différentes configurations proches [Roger 06].
3. Si l'environnement est lui aussi de température inhomogène, il devient impossible de mesurer des températures. Des études numériques ont été menées ([Zhou 02] s'intéresse à des mesures 3D de températures à partir d'images CCD), mais elles nécessitent en pratique de connaître les propriétés radiatives en chaque point des objets et de l'espace, ce qui est irréalisable.

Ces méthodes sont indépendantes du domaine spectral utilisé.

Annexe C

Dépendance spectrale de la PRNU (matrice CMOS)

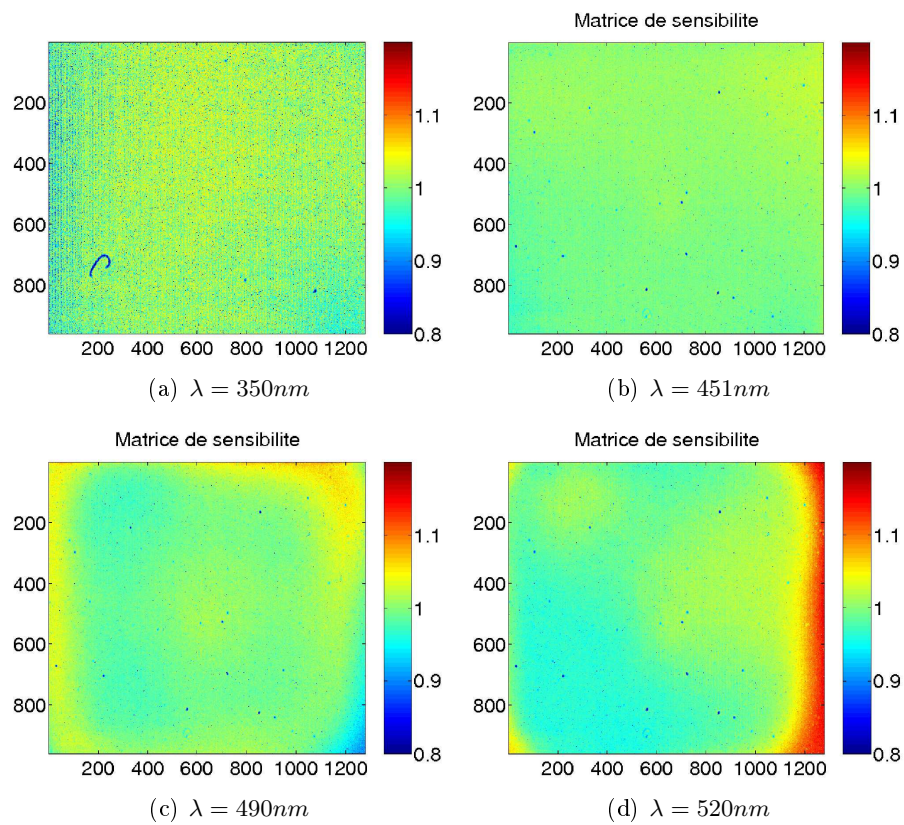


FIG. C.1 – Quelques PRNU(λ)

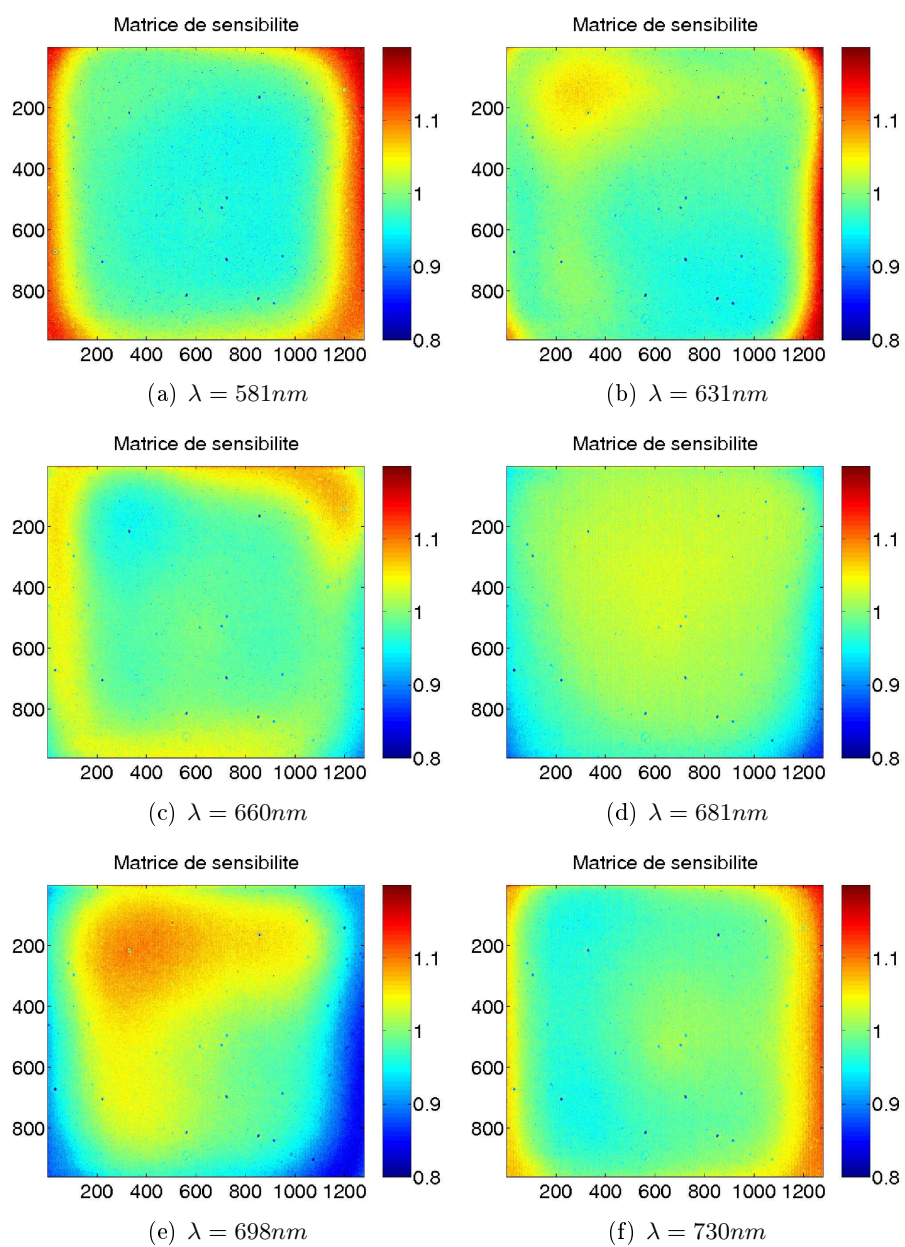


FIG. C.2 – Quelques PRNU(λ)

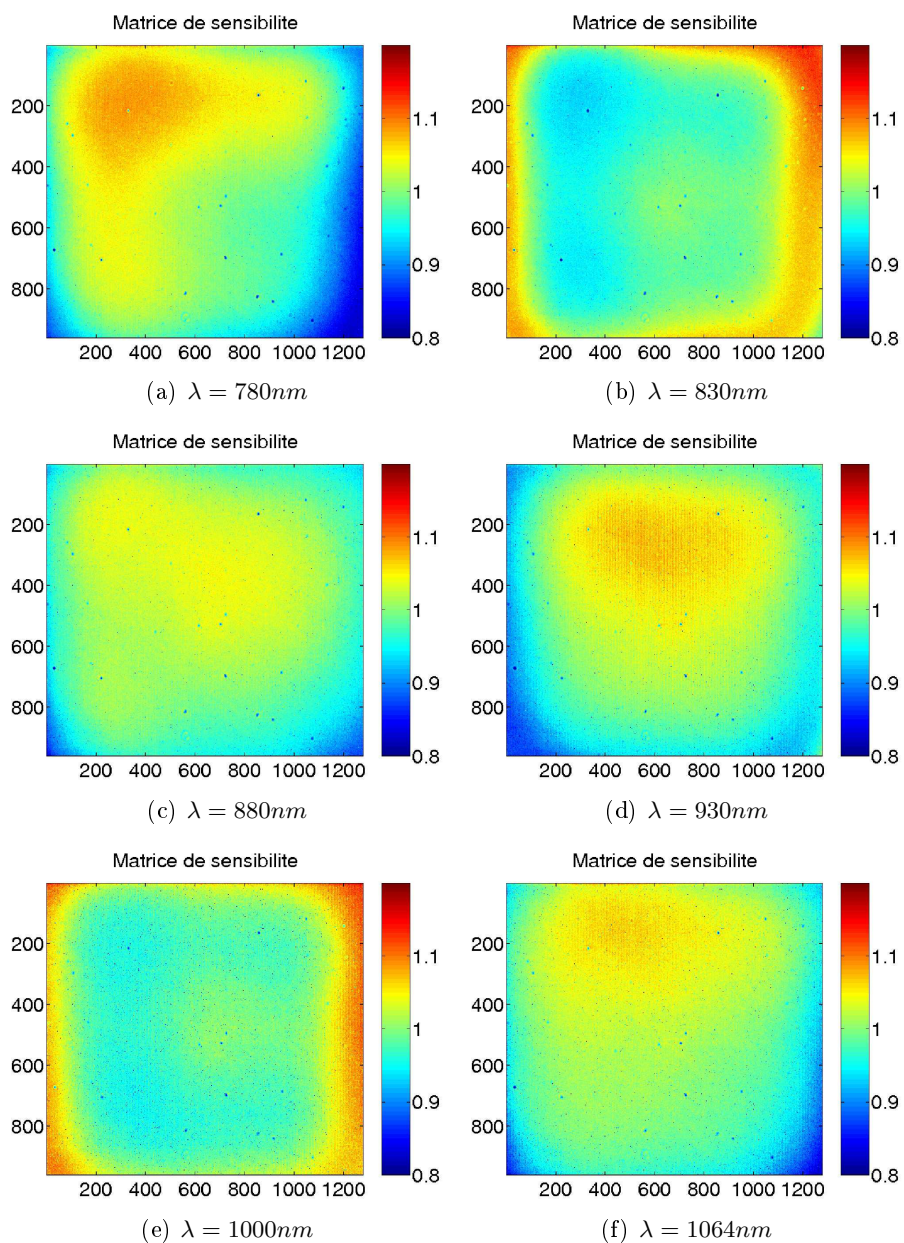


FIG. C.3 – Quelques PRNU(λ)

Annexe D

Détermination de la réponse spectrale

1 Caractérisation du détecteur

L'analyse de la PRNU (chapitre 3, §4.2, page 119) nous a permis de déterminer la réponse moyenne de la matrice [NG/s]. Il s'agit maintenant de mesurer le flux incident pour obtenir la réponse spectrale [NG/J]. Nous avons choisi de réaliser les mesures à toutes les longueurs d'onde avec la caméra, puis avec un radiomètre externe, ce qui assure que les distances et les angles d'observation restent constants. La stabilité temporelle de la sphère intégrante est assurée grâce au radiomètre interne.

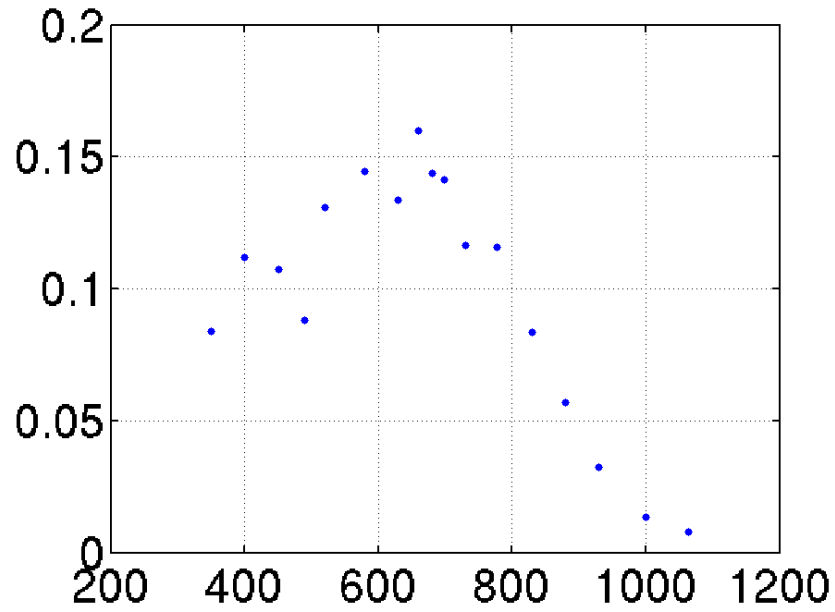
La réponse spectrale constitue la figure D.1(a). Les spécifications constructeur sont rappelées sur la figure D.1(b).

Les mesures obtenues sont cohérentes avec la documentation constructeur, ce qui contribue à la validation des caractérisations matricielles effectuées au chapitre 3.

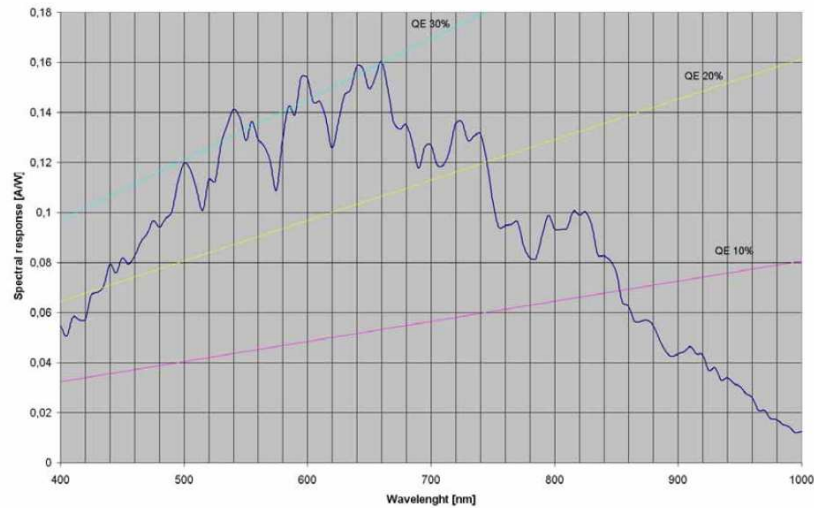
2 Caractérisation de l'optique

La transmittivité monochromatique d'un objectif de focale 16mm est mesurée en éclairant un radiomètre avec la sphère intégrante, puis en intercalant l'optique de telle sorte que l'image de l'ouverture de la sphère soit contenue dans la surface du radiomètre. Les rapports de ces deux mesures définissent, au facteur de concentration près, la transmittivité monochromatique de l'objectif. Elle est représentée sur la figure D.2.

L'optique reste assez transparente pour le rayonnement proche infrarouge, mais coupe rapidement le rayonnement proche ultraviolet ($\lambda < 350nm$).



(a) Réponse spectrale η_e (NG/J) en fonction de λ (nm) - Mesures relatives. Le « recalage » est effectué en se basant sur les données constructeurs (le terme multiplicateur n'intervient pas dans les calculs suivants).



(b) Réponse spectrale η_e (A/W) en fonction de λ (nm) - doc. constructeur

FIG. D.1 – Réponse spectrale : mesure et documentation constructeur

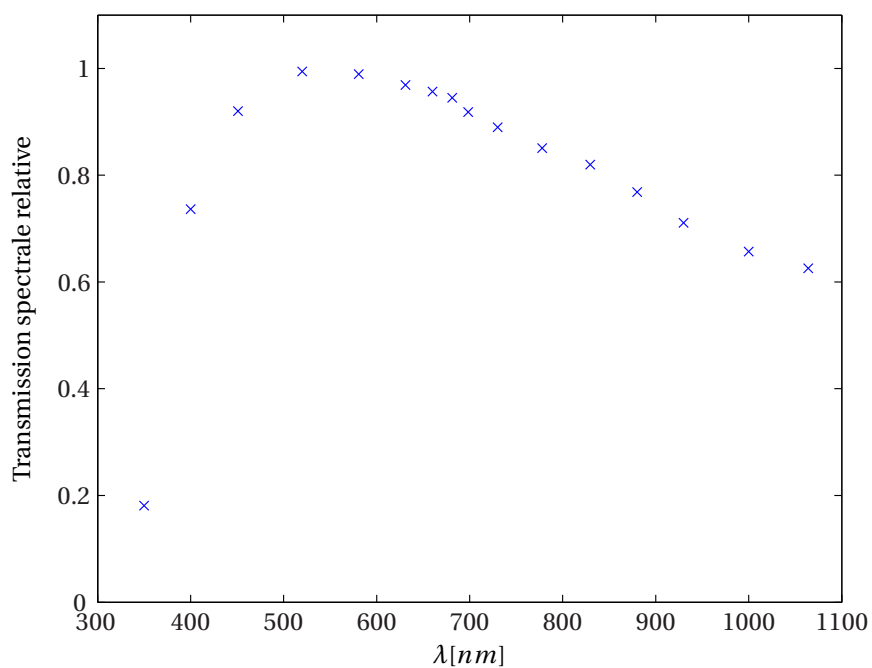


FIG. D.2 – Transmittivité monochromatique relative de l'objectif

3 Réponse $W(\lambda)$ du système

La fonction $W(\lambda)$ se calcule (à un facteur multiplicateur près) par multiplication de la réponse spectrale $\eta_e(\lambda)$ du détecteur (§1), de la transmittivité de l'optique (§2), et de celle du filtre éventuellement placé devant l'objectif.

Bibliographie

- [Adler-Golden 99] S.M. Adler-Golden & al. *Atmospheric Correction for Short-wave Spectral Imagery Based on MODTRAN4*. In Imaging Spectrometry V, volume 3752. SPIE, **1999**.
- [Andréani 71] R. Andréani. L'objectif photographique. Photo-Revue, **1971**.
- [Baleix 99] S. Baleix. *Oxydation et écaillage d'alliages réfractaires moulés pour outils de formage superplastique*. PhD thesis, UPS Toulouse, **1999**.
- [Battuello 90] M. Battuello, F. Lanza & T. Ricolfi. *Fixed-Point Technique for Approximating the ITS-90 between 420°C and 1085°C with an Infrared Thermometer*. Metrologia, vol. 27, pages 75–82, **1990**.
- [Berk 99] A. Berk & al. *MODTRAN4 Radiative Transfer Modeling for Atmospheric Correction*. In Optical spectroscopic Techniques and Instrumentation for Atmospheric and Space Research III, volume 3756. SPIE, **1999**.
- [Bezemer 74] J. Bezemer. *Spectral Sensitivity Corrections for Optical Standard Pyrometers*. Metrologia, vol. 10, pages 47–52, **1974**.
- [Bonell 05] F. Bonell. *Comparaison de systèmes de thermographie*. Rapport de stage, Ecole des Mines d'Albi, **2005**.
- [Bonicatto 91] G. Bonicatto & M.L. Rastello. In Proc. International Commission on Illumination, volume 22, pages 61–62, **1991**.
- [Branza 05] T. Branza. *Rechargement par soudage d'aciers réfractaires moulés - application à la réparation des matrices de formage superplastique*. PhD thesis, UPS Toulouse, **2005**.
- [Bruhat 59] G. Bruhat. Optique. Masson, **1959**.
- [Buil 89] Christian Buil. CCD Astronomy : Construction and Use of an Astronomical CCD Camera. Willmann-Bell, Inc., **1989**.
- [Cabannes 90] F. Cabannes. *Pyrométrie optique*. In Techniques de l'ingénieur, volume R2610. **1990**.

- [Cabannes 96] F. Cabannes. *Température de surface : mesure radiative*. In Techniques de l'ingénieur, volume Traité Mesures et Contrôle R2735, pages 1–19. **1996**. (version relue par Gervais, F.).
- [Campos 00] J. Campos. *Radiometric calibration of charge-coupled-device video camera*. Metrologia, vol. 37, pages 459–464, **2000**.
- [Chen 92] J. Chen & S. Collings. *A low cost imaging system and its applications in steel industry*. In Proceedings of Australasian Instrumentation and Measurement Conference, pages 327–331, Auckland, NZ, **1992**.
- [Chen 93] J. Chen, P. Osborn, A. Paton & P. Wall. *CCD near infrared temperature imaging in the steel industry*. In Instrumentation and Measurement Technology Conference, pages 299–303. IEEE, **1993**.
- [Chen 95] S. Chen & R. Ginosar. *Adaptive SensitivityTM CCD Image Sensor*. In Proceedings of the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers, volume 2415 (1), pages 303–309. SPIE, **1995**.
- [Coates 77] P.B. Coates. *Wavelength Specification in Optical and Photoelectric Pyrometry*. Metrologia, vol. 13, pages 1–5, **1977**.
- [Cojan 95] Y. Cojan & J-C. Fontanella. *Propagation du rayonnement dans l'atmosphère*. In Techniques de l'ingénieur, volume 6, pages E4030.1–E4030.31. **1995**.
- [Colantonio 06] S. Colantonio, G. Pieri, O. Salvetti, M. Benvenuti, S. Barone & L. Carassale. *A method to integrate thermographic data and 3D shapes for Diabetic Foot Disease*. In 8th International Conference on Quantitative Infrared Thermography (QIRT), **2006**.
- [Dardenne 05] R. Dardenne. Interaction homme-machine en temps réel par traitement d'images vidéo. Mémoire de DEA, Université de Liège, **2005**.
- [de Vriendt 92] A.B. de Vriendt. La transmission de la chaleur, volume 2 : Introduction au rayonnement thermique. Gaëtan Morin Ed., 3^{ème} édition, **1992**.
- [Debevec 97] P.E. Debevec & M. Jitendra. *Recovering high dynamic range radiance maps from photographs*. In International Conference on Computer Graphics and Interactive Techniques, pages 369–378, **1997**.
- [Desvignes 92] F. Desvignes. *Radiométrie. Photométrie*. In Techniques de l'ingénieur, volume R6410. **1992**.

- [Dubrovinsky 99] L. Dubrovinsky & S. Saxena. *Emissivity measurements on some metals and oxides using multiwavelength spectral radiometry*. High Temperatures - High Pressures, vol. 31, pages 393–399, **1999**.
- [Duvaut 95] T. Duvaut, D. Georgeault & J.L. Beaudouin. *Multiwavelength pyrometry : optimization and computer modelisation*. Infrared Physics and Technology, vol. 36, pages 1089–1103, **1995**.
- [Duvaut 96] T. Duvaut, D. Georgeault & J.L. Beaudouin. *Pyrométrie multispectrale infrarouge : application aux métaux*. Revue Générale de Thermique, vol. 35, pages 185–196, **1996**.
- [Fabre 06] P. Fabre. *Appareillages de thermographie industrielle*. In Techniques de l'ingénieur, volume R 2750. **2006**. EXERA, Commission technique de thermographie industrielle -
- [Faugeras 93] O.D. Faugeras. *Three-dimensional computer vision : A geometric viewpoint*. MIT Press, **1993**.
- [Ferrero 06] A. Ferrero, J. Campos-Acosta & Pons A. *Non uniformity correction procedure for matrix detectors based on the prior compensation of its nonlinear behavior*. Applied Optics, vol. 45, no. 11, pages 2422–2427, **2006**.
- [Gao 05] C. Gao, P. Lours & G. Bernhart. *Thermomechanical stress analysis of superplastic forming tools*. Journal of Materials Processing Technology, vol. 169, no. 2, pages 281–291, **2005**.
- [Garcia 00] D. Garcia, J-J. Orteu & M. Devy. *Accurate Calibration of a Stereovision Sensor : Comparison of Different Approaches*. In Vision, Modeling and Visualization, Saarbrücken (Germany), **2000**.
- [Garcia 01] D. Garcia. *Mesure de formes et de champs de déplacements tridimensionnels par stéréo-corrélation d'images*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, **2001**.
- [Garcia 02] Dorian Garcia, Jean-José Orteu & Luc Penazzi. *A Combined Temporal Tracking and Stereo-correlation Technique for Accurate Measurement of 3D Displacements : Application to Sheet Metal Forming*. Journal of Materials Processing Technology, vol. 125-126, pages 736–742, **2002**.
- [Gardner 81] J.L. Gardner, T.P. Jones & M.R. Davies. *A six-wavelength radiation pyrometer*. High temperatures-High Pressures, vol. 13, pages 459–466, **1981**.
- [Gaussorgues 89] G. Gaussorgues. *La thermographie infrarouge : Principes, technologies, applications*. Lavoisier, 3^e édition édition, **1989**.

- [Guilhem 05] D. Guilhem & all. *Infrared surface temperature measurements for long pulse operation, and real time feed-back control in Tore-Supra, an actively cooled Tokamak*. Quantitative InfraRed Thermography journal, vol. 2, no. 1, pages 77–95, **2005**. ISSN : 1768-6733.
- [Hayat 99] M.M. Hayat, S.N. Torres, E. Armstrong, Cain S.C. & B. Yasuda. *Statistical algorithm for nonuniformity correction in focal-plane arrays*. Applied optics, vol. 38, no. 8, pages 772–780, **1999**. .
- [Hayat 04] M.M. Hayat, B.M. Ratcliff, T. Scott & A. Kamil. *Generalized Algebraic Algorithm for Scene-based NonUniformity Correction*. In unk. SPIE, **2004**.
- [Healey 94] Glenn E. Healey & Raghava Kondepudy. *Radiometric CCD Camera Calibration and Noise Estimation*. IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence, vol. 16, no. 3, pages 267–276, **1994**.
- [Hernandez 05] D. Hernandez. *A concept to determine the true temperature of opaque materials using a tricolor pyroreflectometer*. Review of scientific instruments, vol. 76, **2005**.
- [Hilbert 04] B. Hilbert. *Non-Linearity Correction Algorithm for the WFC3 IR Channel*. Rapport technique Instrument Science Report WFC3-2004-06, Space Telescope Science Institute, **2004**. .
- [Holst 98a] G. Holst. CCD Arrays Cameras and Displays. International Society for Optical Engineering, **1998**. .
- [Holst 98b] Gerald Holst. Testing and evaluation of infrared imaging systems. JCD Publishing, 2 edition, **1998**. .
- [Horn 77] Berthold K.P. Horn. *Understanding Image Intensities*. Artificial Intelligence, vol. 8, pages 201–231, **1977**.
- [Horn 86] B. Horn. Robot vision. MIT Press, **1986**.
- [Huang 00] Y. Huang, Y. Yan & G. Riley. *Vision-based measurement of temperature distribution in 500-kW model furnace using the two-colour method*. Measurement, vol. 28, pages 175–183, **2000**.
- [Inagaki 00] T. Inagaki & I. Toshimitsu. *On the proposal of quantitative temperature measurement by using three-color technique combined with several infrared sensors having different detection wavelength bands*. In Infrared Physics & Technology, volume 41, pages 325–337. **2000**.
- [Kawamura 89] K. Kawamura, A. Saito, T. Yaegashi & Y. Iwashita. *Measurement of flame temperature distribution in engines by using*

- a two-colour high speed shutter TV camera system*. Society of Automotive Engineers Publication, **1989**.
- [Keanini 96] R.G. Keanini & C.A. Allgood. *Measurement of time varying temperature fields using visible imaging CCD cameras*. In Int. Comm. Heat Mass Transfer, volume 23 (3), pages 305–314. Elsevier, **1996**.
- [Kostkowski 62] H.J. Kostkowski & R.D. Lee. *Theory and Methods of Optical Pyrometry*. Reinhold Publishing Corporation, **1962**.
- [Lee 03] J.S. Lee. *Photoresponse of CMOS Image Sensors*. PhD thesis, University of Waterloo, **2003**.
- [Legrand 99] A.C. Legrand, F. Meriaudeau, P. Suzeau, H. Andrzejewski & P. Gorria. *Dual wavelength infrared thermography with CCD devices*. In QCAV'99, pages 43–48. Canadian Image Processing and Pattern Recognition Society and Laboratoire LE2I de Bourgogne, **1999**.
- [Legrand 02] A-C. Legrand. *Thermographie multispectrale haute et basse température Application au contrôle non destructif*. PhD thesis, Université de Bourgogne - Laboratoire Le2i, **2002**.
- [Madding 05] R.P. Madding. *Spectrally transmissive IR windows : how they affect your thermography results*. In Thermosense XX-VII, volume 5782, pages 1–8. SPIE, **2005**.
- [Magnan 03] P. Magnan. *Detection of visible photons in CCD and CMOS : A comparative view*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, vol. 504, pages 199–212, **2003**.
- [Martinet 81] J. Martinet. *La mesure de températures par rayonnement thermique*. Bureau national de métrologie, Chiron edition, **1981**.
- [Martinier 05] A. Martinier. *Durée de vie des aciers réfractaires pour outillages SPF : essais et simulations*. PhD thesis, École des Mines de Paris, **2005**.
- [Meriaudeau 95] F. Meriaudeau, E. Renier & F. Truchetet. *Visualisation de température proche infrarouge à l'aide d'une caméra CCD*. In 7e congrès International de Métrologie, volume 1, pages 189–194, **1995**.
- [Meriaudeau 96] F. Meriaudeau, E. Renier & F. Truchetet. *Temperature imaging and image processing in the steel industry*. Optical Engineering, vol. 35 (12), pages 3470–3481, **1996**.
- [Meriaudeau 03] F. Meriaudeau, Legrand A.C. & P. Gorria. *Real Time Multispectral High Temperature Measurement : Application to control in the industry*. In M.A. Hunt & J.F. Price, editeurs, Machine Vision Applications in Industrial Inspection XI,

- volume 5011, pages 234–242. SPIE-IS&T Electronic Imaging, **2003**.
- [Moore 98] P. Moore & F. Harscoet. *Low cost thermal imaging for power systems applications using a conventional CCD camera*. In Energy Management and Power Delivery. Proceedings of EMPD '98., volume 2 of ISBN : 0-7803-4495-2, pages 589–594, **1998**.
- [Moreau 96] F. Moreau. *Thermographie proche infrarouge par caméras CCD et application aux composants de première paroi du Tokamak TORE SUPRA*. PhD thesis, CEA CEN de Cadarache, **1996**.
- [Nazaret 05] F. Nazaret. *Durabilité de matériaux céramiques pour outillages SPF*. PhD thesis, École des Mines de Paris, **2005**.
- [Nigon 04] François Nigon & Jacques L'Écolier. *Calculs de l'incertitude globale sur la température mesurée par thermographie infrarouge*. Rapport technique, PSA Peugeot Citroën, **2004**.
- [Novak 90] C. Novak, S. Shafer & R. Wilson. *Obtaining accurate color images for machine vision research*. In Proc. SPIE Conf. Perceiving, Measuring, and Using Color, Santa Clara, CA, **1990**. SPIE.
- [OOI 02] OOI. *CCD Detector and Linearity*. Rapport technique 000-30000-010-04-0704, Ocean Optics Inc., **2002**.
- [Orteu 00] J-J. Orteu. *Vision artificielle pour le contrôle de procédés et la métrologie dimensionnelle*. Habilitation à Diriger des Recherches, **2000**.
- [Orteu 02] J-J. Orteu. *Mesure 3D de formes et de déformations par stéréovision*. In Techniques de l'ingénieur. **2002**.
- [Pajani 85] Dominique Pajani. *Thermographie infrarouge - Principe et mesure*. In Techniques de l'Ingénieur, traité Mesures et Contrôle. **1985**. réactualisé par Pajani, D. et Brémond, P.
- [Pajani 89] D. Pajani. *Mesure par thermographie infrarouge*. ADD Éditeur, **1989**.
- [Pajani 01] Dominique Pajani & Luc Audaire. *Thermographie : Technologies et applications (R2741)*. In Techniques de l'Ingénieur, traité Mesures et Contrôle. **2001**.
- [Papini 94] F. Papini & P. Gallet. *Thermographie infrarouge : Image et mesure*. Mesures physiques. Masson, **1994**.
- [PCO 05] PCO. *Smear in CCD-Sensors*. Rapport technique, PCO Computer Optics, **2005**. disponible sur www.pco.de.
- [Perruchet 00] C. Perruchet & M. Priel. *Estimer l'incertitude. mesures - essais*. AFNOR, **2000**.

- [POV-Team 06] POV-Team. *POV-Ray (Persistence of Vision Ray tracer) Reference*, **2006**. Disponible sur : www.povray.org/download/.
- [Powell 99] Keith Powell, Chana Deeph, David Fish & Chris Thompson. *Restoration and frequency analysis of smeared CCD images*. Applied Optics, vol. 38, no. 8, pages 1343–1347, **1999**.
- [Pron 04] H. Pron & C. Bissieux. *Focal plane array infrared cameras as research tools*. In QIRT Journal, volume 1, Issue 1, pages G2.1–G2.13, **2004**.
- [Reibel 03] Yann Reibel, M. Jung, M. Bouhifd, B. Cunin & C. Draman. *CCD or CMOS camera noise characterisation*. The European Physical Journal Applied Physics, vol. 21, pages 75–80, **2003**.
- [Richards 05a] A. Richards & B. Cromwell. *Extending IR camera scene radiance dynamic range with cycling integration time*. In Thermosense 05, volume 5782, pages 93–99. SPIE, **2005**.
- [Richards 05b] A. Richards & G. Johnson. *Radiometric calibration of infrared cameras accounting for atmospheric path effects*. In Thermosense XXVII, volume 5782, pages 19–28. SPIE, **2005**.
- [Roger 06] M. Roger. *Modélisation des transferts radiatifs et calculs de sensibilité avec la méthode de Monte Carlo*. PhD thesis, INP Toulouse, **2006**.
- [Rolland 85] G. Rolland. *Étude des variations de rendement quantique interne d'un détecteur CCD en fonction de la température*. Revue de Physique Appliquée, vol. 20, pages 651–659, **1985**.
- [Rothman 96] L.S. Rothman & al. *The HITRAN molecular spectroscopic database and HITRAN atmospheric workstation*. Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer, **1996**.
- [Rotrou 05] Y. Rotrou, T. Sentenac, Y. Le Maoult, P. Magnan & J. Farré. *Demonstration of near-infrared thermography with silicon image sensor camera*. In Thermosense XXVII, volume SPIE 5782, pages 9–18, **2005**. ISBN 2-9511591-3-7.
- [Rotrou 06] Y. Rotrou, T. Sentenac, Y. Le Maoult, P. Magnan & J. Farré. *Near Infrared Thermography with Silicon FPA - Comparison to MWIR and LWIR Thermography*. QIRT Journal, vol. 3, no. 1, pages 93–115, **2006**.
- [Ruyten 99] Wim Ruyten. *Smear correction for frame transfer charge-coupled-device cameras*. Optics Lettres, vol. 24, no. 13, pages 878–..., **1999**.

- [Satzger 06] W. Satzger, G. Zenzinger & V. Carl. *Quantitative 3D-thermography*. Poster in Quantitative InfraRed Thermography (QIRT) conference, **2006**.
- [Saunders 96] P. Saunders & T. Ricolfi. *The characterisation of a CCD camera for the purpose of temperature measurement*. In TEMPMEKO'96 - International Symposium on temperature and thermal measurement in industry and science, pages 329–334, Torino, Italy, **1996**.
- [Saunders 97] P. Saunders. *General interpolation equations for the calibration of radiation thermometers*. Metrologia, vol. 34, pages 201–210, **1997**.
- [Saunders 03] P. Saunders & D. Rod White. *Physical basis of interpolation equations for radiation thermometry*. Metrologia, vol. 40, pages 195–203, **2003**.
- [Saunders 04] P. Saunders & D. Rod White. *Interpolation errors for radiation thermometry*. Metrologia, vol. 41, pages 41–46, **2004**.
- [Schnell 97] H. Schnell. *Device for eliminating the smear effect in CCD cameras*. Brevet de la World Intellectual Property Organization, **1997**. N° WO/1997/015139.
- [Schulz 95] M. Schulz & L. Caldwell. *Nonuniformity correction and correctability of infrared focal plane arrays*. In Infrared Physics & Technology, volume 36, pages 763–777. **1995**.
- [Scribner 88] D.A. Scribner, M.R. Kruer & J.C. Gridley. *Physical limitations to nonuniformity correction in focal plane arrays*. In Focal Plane Arrays : Technology and Applications, volume 865, pages 185–201. SPIE, **1988**.
- [Scribner 90] D.A. Scribner, K.A. Sarkay, J.T. Caulfield, M.R. Kruer, G. Katz & C.J. Gridley. *Nonuniformity correction for staring focal plane arrays using scene-based techniques*. In Infrared Detectors and Focal Plane Arrays, volume 1308, pages 224–233. SPIE, **1990**.
- [Sentenac 01] T. Sentenac, J.-J. Orteu, Y. Le Maoult, M. Devy & G. Boncourt. *Load Movement Measurement using a Near-Infrared CCD Camera for Aircraft Cargo Surveillance*. In IEEE International Conference on Emerging Technologies and Factory Automation (ETFA'2001), Antibes, **2001**.
- [Sentenac 02] Thierry Sentenac. *Surveillance de scènes dynamiques avec une caméra CCD dans le proche infrarouge : application à la détection couplée de feu et de déplacements d'objets*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, **2002**.

- [Sentenac 03] T. Sentenac, Y. Le Maout, G. Rolland & M. Devy. *Temperature Correction of Radiometric and Geometric Models for an Uncooled CCD Camera in the Near Infrared*. IEEE Transactions On Instrumentation and Measurement journal, vol. 1, **2003**.
- [Sentenac 04] T. Sentenac, Y. Le Maout, G. Nsengumuremyi, Y. Rotrou & G. Bernhart. *Mesure de champs de température par caméra CCD : application au suivi thermique de moules*. In Photomechanics, **2004**.
- [Shi 05] Y. Shi, T. Zhang, Z. Cao & L. Hui. *A feasible approach for nonuniformity correction in IRFPA with nonlinear response*. Infrared Physics & Technology, vol. 46, pages 329–337, **2005**.
- [Smith 05] M.I. Smith & J.P. Heather. *A review of image fusion technology in 2005*. In Thermosense XXVII, volume 5782, pages 29–45. SPIE, **2005**.
- [Sofradir 06] LETI Sofradir. *Sofradir et le Leti innovent pour créer des détecteurs IR performants*. News Letter d'Industrie et Technologie, **2006**.
- [Stevens 91] E.G. Stevens. *Photoresponse Nonlinearity of Solid-State Image Sensors with Antiblooming Protection*. IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 38, no. 2, **1991**.
- [Surrel 04] Y. Surrel. *Les techniques optiques de mesure de champ : essai de classification*. In Photomécanique. École des Mines d'Albi, **2004**.
- [Tarel 95] J-P. Tarel. *Calibration Radiométrique de Caméra*. Rapport technique 2509, Institut National de Recherche en Informatique et en Automatique (INRIA), Jean-Philippe.Tarel@inria.fr, **1995**.
- [Tarel 96] J-P. Tarel. *Une méthode de Calibration Radiométrique de Caméra à focale variable*. In Actes du 10^{ème} congrès AF-CET, RFIA'96, **1996**.
- [Theuwissen 95] Albert Theuwissen. *Solid-state imaging with Charge-Coupled devices*. Kluwer Academic Publishers, **1995**.
- [Tsin 01] T. Tsin, V Ramesh & T. Kanade. *Statistical Calibration of CCD Imaging Process*. In International Conference on Computer Vision, **2001**.
- [Turko 91] B.T. Turko & G.J. Yates. *Elimination of artifacts in inter-line charge-coupled device imagers*. In Optical Engineering, volume 30, pages 1542–1546. **1991**.

- [Walle 98] G. Walle, N Meyendorf & al. *Spatially resolved measurement of the spectral emissivity of high-temperature components by multi channel thermography*. In QIRT'98, pages 311–315. Quantitative InfraRed Thermography Conference, **1998**.
- [Wattrisse 06] B. Wattrisse, J-M. Muracciole, S. Moreau, Y. El Kaïm & A. Chrysochoos. *Thermo-kinematical analysis of rubber-like coupling effects in necked polyamide samples*. In Photomechanics'2006 conference, **2006**.
- [White 96] G.B. White, M. Safai & G.K. Torrington. *Calibration issues affecting the operation of infrared microscopes over large temperature ranges*. In Jane W. Maclachlan Spicer Douglas D. Burleigh, editeur, Thermosense XVIII : An International Conference on Thermal Sensing and Imaging Diagnostic Applications, volume 2766, pages 357–365. SPIE, **1996**.
- [Widenhorn 02] R. Widenhorn, M.M. Blouke, A. Weber, A. Rest & E. Bodegom. *Temperature dependence of dark current in a CCD*. In M.M. Blouke, J. Canosa & N. Sampat, editeurs, Sensors and Camera Systems for Scientific, Industrial and Digital Photography, volume 4669, pages 193–201. SPIE, **2002**.
- [Zauner 04a] G. Zauner, D. Heim, K. Niel, G. Hendorfer & H. Stoeri. *CCD Cameras as Thermal Imaging Devices in Heat Treatment Processes*. In Machine Vision Applications in Industrial Inspection XII, volume 5303, pages 81–89. SPIE and IS&T, **2004**.
- [Zauner 04b] G. Zauner, D. Heim, K. Niel, G. Hendorfer & H. Stoeri. *Processing of Low-Intensity CCD Images for Temperature Mapping in Industrial Processes*. In W. Osten & M. Takeda, editeurs, Optical Metrology in Production Engineering, volume 5457, pages 232–239. SPIE, **2004**.
- [Zhou 02] H-C. Zhou, S-D. Han, F. Sheng & C-G. Zheng. *Visualization of three-dimensional temperature distributions in a large-scale furnace via regularized reconstruction from radiative energy images : numerical studies*. Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer, vol. 72, pages 361–383, **2002**.