



HAL
open science

Modélisation spectrale de détecteurs matriciels infrarouge HgCdTe : application à un micro-spectromètre

Salima Mouzali

► **To cite this version:**

Salima Mouzali. Modélisation spectrale de détecteurs matriciels infrarouge HgCdTe : application à un micro-spectromètre. Optique [physics.optics]. Université Paris Saclay (COMUE), 2015. Français. NNT : 2015SACLS099 . tel-01281981

HAL Id: tel-01281981

<https://theses.hal.science/tel-01281981>

Submitted on 3 Mar 2016

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.

NNT : 2015SACLS099

THESE DE DOCTORAT
DE
L'UNIVERSITE PARIS-SACLAY
PREPAREE A
L'UNIVERSITE PARIS-SUD

ECOLE DOCTORALE N°572
Ondes et Matières

Spécialité de doctorat : Optique, Optoélectronique, Microondes

Par

Mme Salima Mouzali

Modélisation spectrale de détecteurs matriciels infrarouge HgCdTe :
Application à un micro-spectromètre

Thèse présentée et soutenue à l'Ecole Polytechnique, le 16 Novembre 2015 :

Composition du Jury :

M. Pierre Chavel,	Institut d'Optique Graduate School	Président
M. Yann Boucher	Laboratoire Foton-ENSSAT	Rapporteur
M. Philippe Christol	Institut d'Electronique et des Systèmes	Rapporteur
M. Olivier Gravrand	CEA-LETI	Examineur
Mme Sidonie Lefebvre	ONERA	Examinatrice
M. Laurent Rubaldo	SOFRADIR	Examineur
M. Jérôme Primot	ONERA	Directeur de thèse



Office National d'Etudes et de Recherches Aéronautiques

Remerciements

Je tiens à remercier les nombreuses personnes qui m'ont beaucoup apporté durant cette aventure de thèse, et sans lesquelles je ne serais pas parvenue à effectuer ce travail dans d'aussi bonnes conditions.

Je remercie d'abord les membres de mon jury d'avoir accepté de participer à mon évaluation. J'exprime ma reconnaissance à Yann Boucher et Philippe Christol d'avoir été rapporteurs, et d'avoir effectué un travail minutieux sur la correction de ce manuscrit. Je remercie également Olivier Gravrand et Laurent Rubaldo pour la reconnaissance et l'intérêt qu'ils ont porté à ma démarche de thèse. Je les remercie chaleureusement d'avoir accepté de juger mes travaux. Merci à Pierre Chavel de m'avoir fait l'honneur de présider mon jury de thèse.

Il me tient à cœur de remercier les deux personnes qui m'ont accueillie lors de l'entretien que j'ai passé pour cette thèse : mon encadrante Sidonie Lefebvre et mon directeur de thèse Jérôme Primot. Je ne leur témoignerai jamais assez de reconnaissance pour la confiance qu'ils m'ont accordée, et ce dès le début de ma thèse. Ils se sont investis pour que je m'approprie le sujet, tout en me laissant beaucoup de liberté quant à la démarche à adopter. Je les remercie d'avoir été à l'écoute de mes propositions, et de mes aspirations ainsi que pour le soutien incontestable qu'ils m'ont apporté. Je suis consciente de la chance que j'ai eue d'avoir vécu cette aventure avec eux, et de m'être autant amusée pendant ces trois années de thèse.

J'ai également été encadrée par Sylvain Rommeluère, le père spirituel de Microspoc. Je lui suis très reconnaissante pour l'ensemble des connaissances qu'il m'a transmises, pour la qualité de ses explications, et pour sa disponibilité. Au quotidien, j'ai été marquée par ses qualités humaines, sa bienveillance, et son sens de l'humour.

Je souhaite exprimer ma gratitude à Yann Ferrec pour les discussions constructives et fructueuses que nous avons partagées. Je le remercie de s'être plongé avec moi dans les équations pour mieux les comprendre, et d'avoir fait l'effort pédagogique de m'expliquer plusieurs subtilités qui m'échappaient avec beaucoup de passion et de bonne humeur.

Je remercie l'ensemble du personnel du DOTA (Département d'Optique Théorique et Appliquée) que j'ai pu côtoyer au quotidien, notamment Sophie Derelle, Nicolas Guérineau, Joël Deschamps, Riad Haïdar, Alain Kattnig, Florence De La Barrière,

Guillaume Druart, Isabelle Ribet, Patricia Cymbalista, Pierre Simoneau, Julien Jaeck, Marcel Caes. Je remercie également notre secrétaire Brigitte Commelin pour sa gentillesse, et son professionnalisme. Je suis très reconnaissante envers les doctorants que j'ai rencontrés au cours de ma thèse, avec qui j'ai partagé d'innombrables discussions intéressantes. Je pense en particulier à Florian, Alexandre, Martin, Julien, Christophe et Edouard.

Un grand merci à ma famille qui m'a apporté un soutien inconditionnel pendant cette thèse. Merci à mes parents de m'avoir transmis leur passion pour les sciences. Merci à ma sœur et mon frère de m'apporter autant de bonheur. Merci à la "petite famille", avec leur quatre adorables filles, de m'avoir permis de rédiger un des chapitres de la thèse *au calme*, pendant les vacances d'été. Je remercie mes amis qui m'entourent, et qui ont toujours cru en moi. Je pense particulièrement à Mimi, Sissi, Céline, Marie, Asma, Géraldine et bien d'autres. Enfin, je n'oublie pas de remercier mes professeurs de physique, mathématiques et musique qui m'ont particulièrement inspirée durant mon cursus : Sylviane Vernay, Stéphane Pignard, Raphaël Clerc, Michael Tarbutt, Marina Galand, Maryline et Nathalie.

"L'humilité innée ne peut jamais rester cachée ...

et pourtant son possesseur en ignore l'existence."

Gandhi

Table des matières

Table des matières	6
Introduction	13
1 Les détecteurs infrarouge pour la radiométrie	17
1.1 Le rayonnement infrarouge	18
1.1.1 Le spectre électromagnétique	18
1.1.2 La transmission atmosphérique	19
1.2 Types de détecteurs infrarouge	20
1.2.1 Les détecteurs thermiques	20
1.2.2 Les détecteurs quantiques	21
1.3 Caractéristiques des détecteurs quantiques photovoltaïques	21
1.3.1 Principe de détection dans un matériau semiconducteur	21
1.3.2 Dopage du semiconducteur	23
1.3.3 Jonction PN	24
1.3.4 Avantages des détecteurs quantiques	25
1.3.5 Limites des détecteurs quantiques	26
1.4 Plans focaux infrarouge à base de HgCdTe	26
1.4.1 Architecture des PFIR basés sur une photodiode HgCdTe à jonction PN	26
1.4.2 Propriétés du HgCdTe	27
1.4.3 Énergie de gap et composition dans le HgCdTe	29
1.4.4 Longueurs d'onde de coupure du HgCdTe	30
1.4.5 Axes de recherche sur les plans focaux IR basés sur HgCdTe	32
1.5 Spectrométrie à transformée de Fourier	33
1.5.1 Principe de la spectrométrie à transformée de Fourier	33
1.5.2 Définition de la résolution spectrale	34
1.5.3 Traitement de l'interférogramme	35
1.5.4 Relation entre spectre et interférogramme	36
1.5.5 Spectrométrie IR stationnaire à transformée de Fourier	37
1.5.5.1 Principe général	38
1.5.5.2 Avantages de la spectrométrie IR à transformée de Fourier statique	38
1.5.5.3 De la barrette de détecteurs aux détecteurs matriciels	39

1.6	Utilisation des PFIR dans la spectrométrie IR à transformée de Fourier statique	39
1.6.1	Difficultés d'estimation de spectres liées à l'utilisation des PFIR	40
1.6.2	Variabilités spatiales entre pixels	41
1.6.3	Exemples de spectromètres IR à transformée de Fourier statique développés par l'ONERA	43
1.6.3.1	MISTERE	43
1.6.3.2	MICROSPOC	44
1.6.4	Autres exemples de dispositifs sensibles aux réponses spectrales	46
1.6.4.1	Spectromètres à multiplexage spectral	46
1.6.4.2	SIELETTERS	47
1.6.4.3	Vitrail	48
1.7	Conclusion du chapitre	49
2	Étude des propriétés optiques du matériau HgCdTe : application à l'évaluation des inhomogénéités spectrales	51
2.1	De la jonction P-N à la couche optique HgCdTe	53
2.1.1	État de l'art des propriétés optiques du matériau HgCdTe	53
2.1.2	Définition de l'indice de réfraction complexe	53
2.2	Modélisation du coefficient d'absorption du HgCdTe	54
2.2.1	Calcul de l'énergie de gap	54
2.2.2	Calcul du coefficient d'absorption à $80K$	55
2.2.3	Calcul du coefficient d'absorption à $300K$	58
2.3	Méthode de calcul basée sur les relations de Kramers-Krönig	59
2.3.1	Rappels sur les relations de Kramers-Krönig conventionnelles	59
2.3.2	Présentation des relations simplement soustractives de Kramers-Krönig (SSKK)	60
2.3.3	Présentation des relations doublement soustractives de Kramers-Krönig (DSKK)	61
2.4	Détermination de l'indice de réfraction du HgCdTe	62
2.4.1	Choix des points de référence de l'indice de réfraction	62
2.4.2	Cas de validation à température ambiante : $300K$	63
2.4.3	Cas d'étude à basse température : $80K$	65
2.5	Évaluation de l'erreur de la méthode SSKK	67
2.5.1	Expression explicite de l'erreur de troncature de la méthode SSKK	68
2.5.2	Majoration de l'erreur de troncature de la méthode SSKK	70
2.5.3	Application à des exemples de composition en Cadmium à $80K$	71
2.6	Longueurs d'onde de coupure en fonction de la composition et de l'épaisseur	73
2.6.1	Simulation des longueurs d'onde de coupure	73
2.6.2	Corrélation des longueurs d'onde de coupure avec la composition et l'épaisseur	74
2.6.3	Influence de la dispersion de l'indice de réfraction sur la longueur d'onde de coupure du HgCdTe	75
2.7	Conclusion du chapitre	76
3	Modélisation optique d'un plan focal infrarouge	77

3.1	Modèle exhaustif	80
3.1.1	Présentation du formalisme matriciel du modèle exhaustif	80
3.1.1.1	Lien entre le flux absorbé et la réponse spectrale	80
3.1.1.2	Présentation du modèle multi-couches unidimensionnel	81
3.1.1.3	Modélisation matricielle d'une couche optique	81
3.1.1.4	Modélisation du flux absorbé à travers un empilement de couches	83
3.1.2	Description des couches optiques d'un PFIR HgCdTe	85
3.1.2.1	Couche anti-reflet	85
3.1.2.2	Substrat	85
3.1.2.3	Région de gradient d'indice	88
3.1.2.4	Couche active de HgCdTe	93
3.1.2.5	Couche métallique	94
3.1.3	Validation expérimentale du modèle exhaustif	95
3.1.3.1	Validation expérimentale dans le cas de MICROSPOC	95
3.1.3.2	Validation expérimentale dans le cas d'un PFIR HgCdTe standard	99
3.1.3.3	Limites du modèle exhaustif	102
3.2	Modèle heuristique	103
3.2.1	Présentation du formalisme du modèle heuristique	103
3.2.1.1	Présentation du principe du modèle heuristique	103
3.2.1.2	Lien entre les ondes réfléchies par la structure et la réponse spectrale	103
3.2.1.3	Identification des ondes majoritaires dans le phénomène d'interférence	104
3.2.1.4	Simulation de la réponse spectrale par le modèle heuristique	106
3.2.2	Comparaison du modèle heuristique avec le modèle exhaustif	108
3.2.3	Présentation du modèle heuristique étendu à 4 ondes d'interférence	109
3.2.3.1	Description du phénomène d'interférences à 4 ondes	109
3.2.3.2	Comparaison du modèle à 4 ondes d'interférence avec les modèles heuristique et exhaustif	110
3.3	Estimation des paramètres du modèle exhaustif	111
3.3.1	Estimation de l'épaisseur de la région de gradient d'indice	112
3.3.2	Estimation de l'indice de la couche métallique	112
3.3.3	Estimation de l'épaisseur de substrat	113
3.3.4	Estimation du nombre d'onde de coupure	116
3.3.5	Estimation de l'épaisseur de zone active	118
3.3.6	Estimation de la composition en Cadmium	120
3.4	Conclusion sur la modélisation optique d'un pixel IR	121
4	Application à un micro-spectromètre	123
4.1	Principe de restitution de spectres	124
4.1.1	Formulation du problème direct	125
4.1.2	Mesure des réponses expérimentales des détecteurs	125

4.2	Notions sur la Décomposition en Valeurs Singulières Tronquée	127
4.2.1	Solution au sens des moindres carrés	127
4.2.2	Notions sur la Décomposition en Valeurs Singulières	127
4.2.3	Présentation de la Décomposition en Valeurs Singulières Tronquée	129
4.3	Inversion du modèle exhaustif	130
4.3.1	Construction de la matrice M avec le modèle exhaustif	130
4.3.2	Simulation d'un interférogramme mesuré par Microspoc	132
4.3.3	Étude de l'inversibilité du modèle exhaustif	132
4.4	Inversion du modèle heuristique	134
4.4.1	Inversion du modèle heuristique à 3 ondes	135
4.4.2	Inversion du modèle heuristique à 4 ondes	136
4.4.3	Inversion du modèle heuristique à 4 ondes modifié	136
4.4.4	Conclusion sur l'inversibilité du modèle exhaustif	138
4.5	Analyse de sensibilité du modèle exhaustif	140
4.5.1	Principe général de l'analyse de sensibilité	141
4.5.2	Description des étapes suivies pour l'analyse de sensibilité	141
4.5.2.1	Simulation d'un détecteur de référence	142
4.5.2.2	Simulation d'un détecteur modifié	143
4.5.2.3	Inversion de l'interférogramme de référence pour chaque combinaison de paramètres	143
4.5.3	Présentation de la méthode d'analyse de sensibilité choisie	144
4.5.4	Choix des plages de variation de paramètres pour le plan d'expérience à trois niveaux	145
4.5.4.1	Variation de l'épaisseur de substrat	147
4.5.4.2	Variation de l'épaisseur de zone active	147
4.5.4.3	Variation de la composition en Cadmium	147
4.5.4.4	Variation de l'indice du substrat	148
4.5.5	Présentation des premiers résultats de l'analyse de sensibilité	150
4.5.5.1	Incertitude sur la composition en Cadmium	151
4.5.5.2	Incertitude sur l'indice de substrat	151
4.5.5.3	Incertitude sur l'épaisseur de zone active	151
4.5.5.4	Incertitude sur l'épaisseur de substrat	153
4.5.5.5	Conclusion sur les premiers résultats de l'analyse de sen- sibilité	154
4.5.6	Calcul des indices de sensibilité	155
4.5.7	Analyse plus fine par construction de méta-modèle	158
4.5.7.1	Présentation de la démarche adoptée	158
4.5.7.2	Résultats obtenus	159
4.5.7.3	Analyse et discussion des résultats obtenus	161
4.6	Restitution de spectres expérimentaux et pistes d'amélioration	163
4.6.1	Principe de mesure d'un interférogramme avec Microspoc	163
4.6.2	Inversion des interférogrammes avec le modèle heuristique	165
4.6.3	Estimation de paramètres par une méthode d'optimisation	168
4.7	Conclusion sur la restitution de spectres avec l'instrument Microspoc	170

Conclusion et perspectives	173
A Avantages de la spectrométrie IR à transformée de Fourier	177
A.1 Avantage de Jacquinot	177
A.2 Avantage de Fellgett	177
A.3 Avantage de Connes	178
B Relation entre spectre et interférogramme pour un spectromètre à transformée de Fourier	179
C Publications et participations à des congrès	183
C.1 Articles à comité de lecture	183
C.2 Actes de congrès internationaux	183
C.3 Communication sans publication d'acte	184
Table des figures	185
Bibliographie	193

Introduction

De nos jours, le domaine de l’optronique connaît d’importants progrès, en particulier en imagerie infrarouge (IR) [1]. Grâce aux avancées de la micro-électronique et à la maîtrise des technologies de croissance des matériaux semiconducteurs, de nombreuses filières technologiques de détecteurs ont vu le jour, selon la bande spectrale et l’application visées. Cela va des thermocouples aux microbolomètres, en passant par les détecteurs photovoltaïques, les photodiodes à avalanche, et les super-réseaux [2].

On observe en particulier, durant ces dernières décennies, une demande croissante pour l’imagerie et la spectrométrie quantitative, telles que l’imagerie multi- et hyperspectrale basée sur l’utilisation des détecteurs matriciels appelés plans focaux IR (PFIR) [3, 4, 5]. Ces dispositifs permettent d’extraire, à partir de l’image d’une scène, une information spatiale (l’imagerie), spectrale (la spectrométrie), ou encore spatiale et spectrale en même temps (la spectro-imagerie) [6]. Parmi les nombreuses applications visées, on peut citer la détection de gaz dans le contexte industriel [7], la restitution de spectres à haute cadence [8], la vision de nuit [9], la surveillance [10], et les systèmes de défense anti-missile balistique [11]. Face à de tels besoins, les systèmes développés ont une exigence croissante en termes de rentabilité, de performance, de consommation, de compacité, et de poids [12].

Cependant, l’hypothèse de base qui est utilisée pour extraire l’information de ces imageurs et spectromètres est de considérer que les pixels du PFIR sont identiques, ce qui est loin d’être le cas en pratique. En effet, suivant le processus de fabrication et la technologie utilisée, il existe d’importantes variabilités dans la réponse spectrale des pixels, en particulier autour des longueurs d’onde de coupure. Cela contribue de façon significative au bruit spatial fixe observé sur ces instruments. Ce bruit caractérise les non-uniformités spatiales de réponses du détecteur face à un éclairage uniforme.

Il devient donc nécessaire de trouver la meilleure façon de gérer ces variabilités afin d’améliorer la qualité de restitution et d’évaluer la performance de ces nouveaux moyens de mesure.

La spectrométrie IR à transformée de Fourier (TF) stationnaire représente un des concepts d’instruments à base de PFIR les plus prometteurs. Elle permet la mesure de spectres à très haute cadence en une seule acquisition (mode snapshot), ce qui est un réel atout en termes de robustesse aux missions.

Ce type d'instruments radiométriques est développé au Département d'Optique Théorique et Appliquée (DOTA), au sein de l'Office National d'Etude et Recherche Aérospatiales (ONERA). Outre la conception et la réalisation d'instruments innovants tels que les spectromètres IR à TF stationnaires [8, 13, 14, 15], les axes de recherche couvrent en particulier la caractérisation électro-optique de détecteurs IR de haute performance [16, 17], notamment celle des filières émergentes [18], complétés par une forte activité en modélisation.

Mon travail de thèse s'inscrit dans cette thématique de recherche, et vise à augmenter la robustesse des traitements des spectromètres IR stationnaires à TF, à travers la modélisation de la réponse spectrale du PFIR. Nous nous sommes penchés spécifiquement sur les PFIR basés sur la technologie HgCdTe. La démarche que j'ai suivie est d'adopter une modélisation théorique de la réponse spectrale des pixels, en prenant en compte les différentes inhomogénéités spectrales ainsi que leur origine physique. Cette modélisation est basée sur des lois optiques fondamentales, avec des paramètres technologiques estimés à partir de mesures indirectes. J'ai par la suite validé cette modélisation expérimentalement. L'avantage de cette approche est qu'elle permet non seulement de prendre en compte le caractère individuel des pixels dans le traitement des données, mais également d'orienter la filière technologique en fonction du besoin visé. Elle est généralisable à d'autres types de détecteurs, sous réserve de connaître les paramètres technologiques et physiques de la structure de détection.

Le plan de ce mémoire de thèse suit la logique de cette démarche.

Dans le premier chapitre, nous faisons des rappels sur le principe de fonctionnement des détecteurs IR, et les propriétés des matériaux utilisés. Les PFIR basés sur HgCdTe sont présentés de manière approfondie puisqu'ils constituent notre cas d'étude, et leurs caractéristiques sont indispensables à la compréhension de ce travail. Nous explicitons en quoi leur variabilité spectrale représente une limite dans leur utilisation pour la spectrométrie IR stationnaire à TF, mettant ainsi en évidence l'enjeu de cette thèse.

Dans le second chapitre, les inhomogénéités spectrales du PFIR sont étudiées, en utilisant les propriétés optiques du matériau HgCdTe. En particulier, nous mettons en évidence la dépendance des longueurs d'onde de coupure en fonction des paramètres technologiques du détecteur.

Dans le troisième chapitre, nous présentons un modèle optique exhaustif qui décrit la réponse spectrale du détecteur sur la totalité de l'intervalle spectral d'étude. Il est basé sur un formalisme matriciel, permettant de faire le bilan des flux optiques présents dans la structure du pixel. Cette approche est ensuite validée par comparaison à des données expérimentales. Ensuite, nous présentons un modèle optique heuristique qui considère simplement les interférences entre les principales ondes de la structure. Il est une approximation du modèle exhaustif sur un intervalle spectral limité, et permet d'identifier les interfaces et les couches qui sont prépondérantes dans le comportement global de la structure. Ce modèle sera particulièrement utilisé en complément du modèle

exhaustif, en particulier pour éclairer les problèmes d'inversion de données abordés au dernier chapitre.

Enfin, dans le quatrième chapitre, nous traitons un cas particulier d'application, qui concerne l'instrument MICROSPOC (MICRO SPectrometer On Chip), un spectromètre stationnaire basé sur un PFIR HgCdTe. Nous étudions en particulier l'inversibilité des modèles présentés ci-dessus, afin de les utiliser pour remonter aux spectres de la scène observée, à partir des interférogrammes mesurés. Ensuite, les résultats d'une analyse de sensibilité effectuée sur le modèle exhaustif sont présentés. Ils permettent d'évaluer la précision d'estimation de paramètres nécessaire pour une bonne qualité de restitution de spectres. Les premiers résultats d'inversion de données expérimentales sont présentés, et mis en lien avec les conclusions de l'analyse de sensibilité.

Chapitre 1

Les détecteurs infrarouge pour la radiométrie

Sommaire

1.1	Le rayonnement infrarouge	18
1.1.1	Le spectre électromagnétique	18
1.1.2	La transmission atmosphérique	19
1.2	Types de détecteurs infrarouge	20
1.2.1	Les détecteurs thermiques	20
1.2.2	Les détecteurs quantiques	21
1.3	Caractéristiques des détecteurs quantiques photovoltaïques	21
1.3.1	Principe de détection dans un matériau semiconducteur	21
1.3.2	Dopage du semiconducteur	23
1.3.3	Jonction PN	24
1.3.4	Avantages des détecteurs quantiques	25
1.3.5	Limites des détecteurs quantiques	26
1.4	Plans focaux infrarouge à base de HgCdTe	26
1.4.1	Architecture des PFIR basés sur une photodiode HgCdTe à jonction PN	26
1.4.2	Propriétés du HgCdTe	27
1.4.3	Énergie de gap et composition dans le HgCdTe	29
1.4.4	Longueurs d'onde de coupure du HgCdTe	30
1.4.5	Axes de recherche sur les plans focaux IR basés sur HgCdTe	32
1.5	Spectrométrie à transformée de Fourier	33
1.5.1	Principe de la spectrométrie à transformée de Fourier	33
1.5.2	Définition de la résolution spectrale	34
1.5.3	Traitement de l'interférogramme	35
1.5.4	Relation entre spectre et interférogramme	36
1.5.5	Spectrométrie IR stationnaire à transformée de Fourier	37

1.6	Utilisation des PFIR dans la spectrométrie IR à transformée de Fourier statique	39
1.6.1	Difficultés d'estimation de spectres liées à l'utilisation des PFIR	40
1.6.2	Variabilités spatiales entre pixels	41
1.6.3	Exemples de spectromètres IR à transformée de Fourier statique développés par l'ONERA	43
1.6.4	Autres exemples de dispositifs sensibles aux réponses spectrales	46
1.7	Conclusion du chapitre	49

Les systèmes d'imagerie numérique sont composés d'une matrice de détection et de composants optiques. La matrice de détection permet de convertir le rayonnement électromagnétique provenant de la scène d'intérêt en un signal électrique. Après numérisation et traitement, ce signal permettra d'obtenir une image. La matrice de détection peut être basée sur différents types de détecteurs dont le choix dépend des performances souhaitées, et du domaine spectral d'application. Ce travail de thèse s'intéresse uniquement à la matrice de détection, dans le respect du système optique complet et de la mission qui lui a été dédiée.

Dans ce chapitre, nous commencerons par rappeler brièvement les notions de base sur le rayonnement infrarouge (IR). Ensuite, nous présenterons les catégories de détecteurs IR, ainsi que leurs caractéristiques et principes de fonctionnement nécessaires à la compréhension de l'étude menée. Un paragraphe sera consacré aux détecteurs quantiques photovoltaïques qui nous intéressent plus particulièrement dans ce travail. Nous ciblerons les rappels, qui nous serviront dans la suite de ce mémoire, sur certaines propriétés du semiconducteur $HgCdTe$ ainsi que sur un type d'application particulier qui est la spectrométrie à transformée de Fourier statique.

Enfin, nous traiterons des enjeux de cette étude, en justifiant le besoin actuel en modélisation de la réponse spectrale d'un pixel IR, en particulier pour la spectrométrie à transformée de Fourier statique.

1.1 Le rayonnement infrarouge

Dans ce chapitre nous rappelons des généralités sur la définition du rayonnement infrarouge, et ses différentes bandes spectrales.

1.1.1 Le spectre électromagnétique

Tout rayonnement électromagnétique peut être décomposé en un ensemble d'ondes monochromatiques. Chaque onde monochromatique est caractérisée par son amplitude,

et sa longueur d'onde (ou sa fréquence). Le spectre électromagnétique correspond au classement du rayonnement électromagnétique par fréquence ou longueur d'onde, et s'étend de la fréquence nulle à la fréquence "infinie", comme le montre la Figure 1.1.

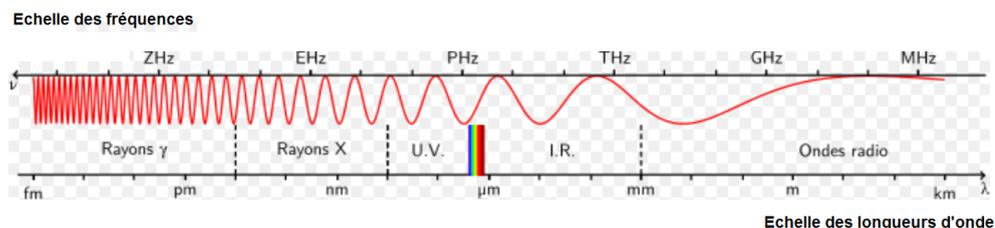


FIGURE 1.1: Spectre électromagnétique

Le domaine de l'infrarouge se situe entre le visible et les micro-ondes. Il est dominé par la réflexion du rayonnement provenant principalement du soleil le jour, et de la lune la nuit, pour les longueurs d'onde proches du visible ($\lambda \leq 2\mu m$), et par la réflexion et l'émission propre des objets pour $\lambda \geq 2\mu m$.

1.1.2 La transmission atmosphérique

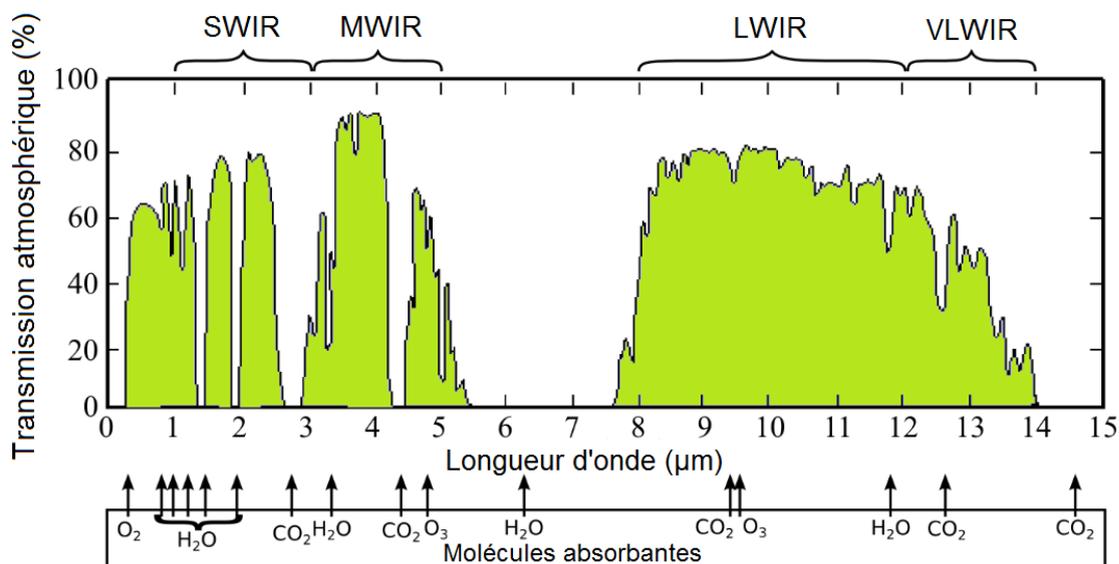


FIGURE 1.2: Transmission atmosphérique dans le domaine spectral infrarouge, avec les molécules absorbantes correspondant à chaque bande spectrale

Comme le montre la Figure.1.2, on définit principalement quatre bandes spectrales dans l'IR qui sont:

- Le Proche IR (SWIR: short wave IR) entre 0.78 et 3 μm .
- Le Moyen IR (MWIR: medium wave IR) entre 3 et 5 μm .

- L'IR Lointain (LWIR: long wave IR) entre 8 et 12 μm .
- L'IR très lointain (VLWIR: very long wave IR) au-delà de 12 μm .

Ces bandes sont liées aux fenêtres de transparence de l'atmosphère, et leur définition peut changer en fonction du domaine d'application.

1.2 Types de détecteurs infrarouge

Étant donné que l'infrarouge correspond à des longueurs d'onde plus grandes que celles du visible, cela suppose que l'on puisse détecter des photons de plus faible énergie que dans le visible. C'est toute la difficulté de la détection dans ce domaine de l'optique.

Il existe principalement deux filières de détecteurs IR : les détecteurs thermiques et les détecteurs quantiques [19]. Nous allons présenter dans les paragraphes qui suivent leurs caractéristiques.

1.2.1 Les détecteurs thermiques

Les détecteurs thermiques sont sensibles à l'élévation en température d'un absorbeur de flux IR incident. Pour ce faire, ils utilisent l'agitation thermique des électrons provoquée par les photons incidents. La radiation IR incidente provoque un écart en température de l'absorbeur, ce qui influe sur certaines de ses propriétés physiques, engendrant ainsi une modification du signal électrique mesuré. Les propriétés physiques concernées sont : une différence de potentiel pour les thermopiles, la résistivité pour les bolomètres, et la polarisation interne spontanée pour les détecteurs pyroélectriques. Seule l'énergie totale des photons compte, il n'y a donc pas de signature spectrale propre au détecteur.

Le microbolomètre est un exemple où le détecteur élémentaire est composé d'une membrane très fine, fabriquée par exemple en Silicium [20], suspendue par des clous pour assurer une isolation thermique par rapport au reste du composant. Elle joue le rôle de l'absorbeur dont on mesure les variations de température à travers un changement de résistivité pour évaluer le rayonnement IR incident [21].

Les détecteurs thermiques fonctionnent à température ambiante, parfois avec une régulation en température, ce qui représente un réel atout. Cela réduit considérablement leur coût, et les rend plus faciles d'utilisation. Par opposition aux détecteurs quantiques, qui eux doivent être refroidis, les détecteurs thermiques sont également appelés "détecteurs non refroidis". Ils sont cependant moins sensibles que les détecteurs quantiques, avec des constantes de temps plus importantes.

Du fait de cette réduction de coût, ces détecteurs sont de plus en plus présents dans le domaine civil. Parmi les nombreuses applications, on peut citer la thermographie, la surveillance, et les systèmes d'aide à la conduite automobile [20, 22, 23, 24, 25, 26].

1.2.2 Les détecteurs quantiques

Les détecteurs quantiques utilisent l'effet photoélectrique pour mesurer le flux de photons incident, qui génère un courant appelé courant photonique résultant d'un processus d'excitation.

Il existe plusieurs filières technologiques de détecteurs quantiques, que l'on peut classer en deux catégories:

- Les détecteurs photovoltaïques, dans lesquels la structure de détection est basée sur une jonction $p - n$. Diverses architectures existent, on peut citer par exemple les détecteurs à semi-conducteur massif (bulk) et les super-réseaux.
- Les photoconducteurs, qui sont basés sur l'utilisation d'un semiconducteur dopé n ou p , auquel on applique une tension de polarisation pour détecter les photons incidents. Parmi les architectures connues, on peut citer les multi-puits quantiques.

l'inverse des détecteurs thermiques, ces détecteurs ont besoin d'être refroidis afin que l'agitation thermique des électrons ne viennent pas perturber le signal mesuré. Ils sont d'ailleurs appelés "détecteurs refroidis". Ces détecteurs ont une signature spectrale propre très caractéristique que l'on étudiera dans le cas des détecteurs photovoltaïques HgCdTe.

1.3 Caractéristiques des détecteurs quantiques photovoltaïques

Dans cette partie, nous présentons les principales caractéristiques des détecteurs quantiques qui font l'objet de ce travail. Dans un premier temps, nous expliquons le principe de détection de photons dans un matériau semiconducteur. Ensuite, nous présentons la structure des Plans Focaux IR (PFIR) basés sur le matériau HgCdTe qui nous intéressent plus particulièrement.

1.3.1 Principe de détection dans un matériau semiconducteur

Un détecteur quantique utilise un matériau semiconducteur qui permet la conversion de photons en électrons. La structure cristallographique du matériau semiconducteur détermine le domaine spectral d'application. Plus précisément, l'énergie de gap dépend de son paramètre de maille exprimé en Ångström ($1\text{\AA} = 1 \cdot 10^{-10}m$) ainsi que de la nature des atomes de la maille cristalline élémentaire, comme le montre la Figure 1.3.

On peut en particulier remarquer que le matériau HgCdTe, sur lequel nous nous focalisons dans ce travail, couvre toutes les gammes spectrales de détection IR, car cet

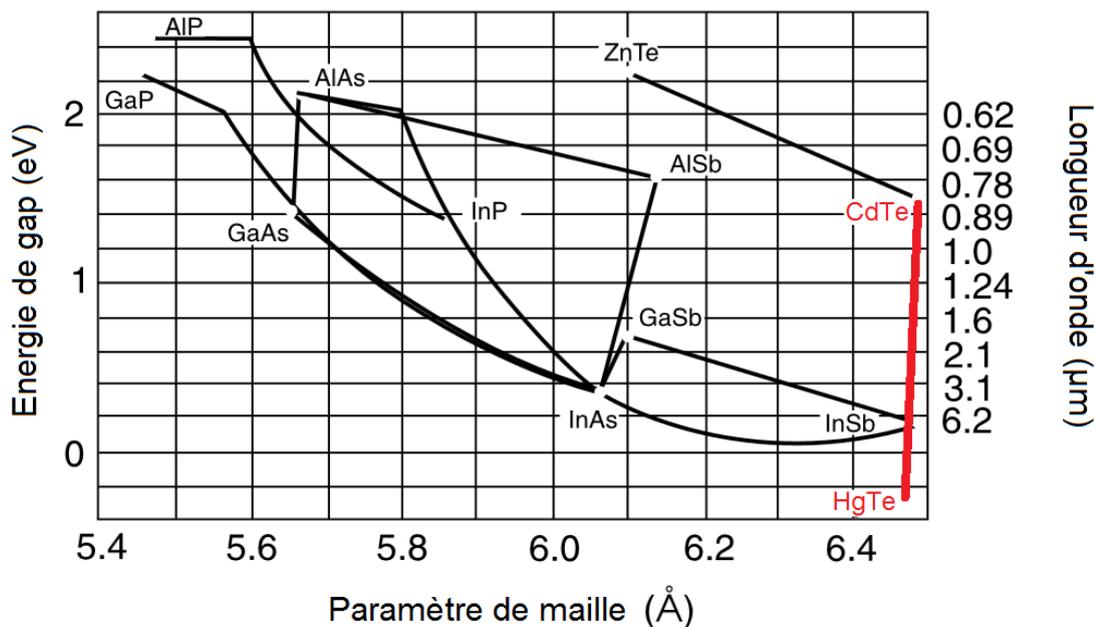


FIGURE 1.3: Energie de gap en fonction du paramètre de maille pour différents semi-conducteurs [27]

alliage ternaire est composé d'un semi-métal (HgTe), et d'un semi-conducteur (CdTe) de gap 1.44eV soit $0.86\mu\text{m}$ (à 300K).

La détection dans un semiconducteur est basée sur la théorie des bandes, selon laquelle un électron à l'intérieur d'une structure atomique périodique peut prendre uniquement des valeurs d'énergie distinctes et quantifiées [28]. Le terme quantique vient du fait que la détection est liée à la discrétisation de ces niveaux d'énergie.

La structure cristallographique d'un semiconducteur contient une multitude d'atomes qui engendrent des niveaux discrets d'énergie permises pour les électrons. Ces niveaux sont tellement proches les uns des autres qu'ils forment un continuum d'énergie, c'est ce qu'on appelle des bandes d'énergie permises. La bande d'énergie la plus haute, et qui est complètement remplie (à 0K) est appelée bande de valence. La bande d'énergie suivante, qui peut contenir des électrons est appelée bande de conduction. L'intervalle d'énergie entre ces deux bandes est une bande interdite appelée le gap du semiconducteur. (voir Figure 1.4)

Comme le montre la Figure 1.4, un semiconducteur est en fait un intermédiaire entre un isolant, où le gap est trop grand pour créer des porteurs de charges libres dans la bande de conduction, et un métal, qui peut être considéré comme un matériau à gap nul permettant à tous les porteurs de charges d'être libres de circuler dans la structure.

Le processus de détection dans un semiconducteur est basé sur une transition radiative provoquée par le photon incident, couramment appelée l'*effet photoélectrique*. S'il a une énergie supérieure ou égale à celle du gap du semiconducteur, le photon est

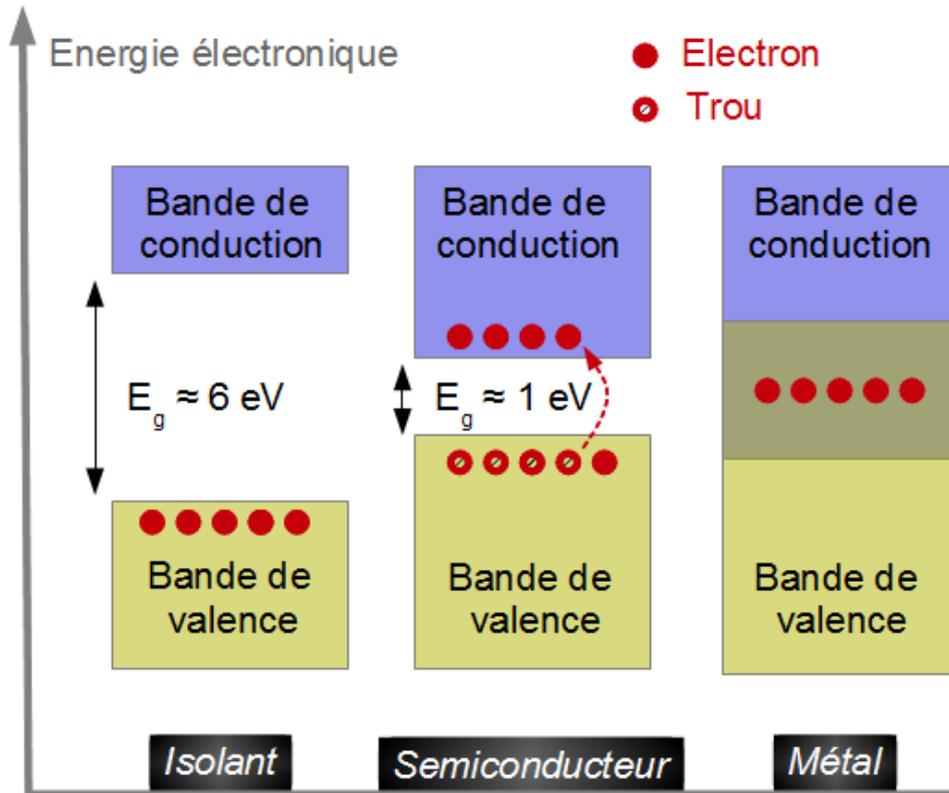


FIGURE 1.4: Principe de détection dans un semiconducteur

absorbé. Il apporte l'énergie nécessaire à l'excitation de l'électron, en le faisant passer à un niveau d'énergie plus élevé. L'électron passe de la bande de valence à la bande de conduction. Cela crée une paire électron/trou (un électron dans la bande de conduction, et un trou dans la bande de valence). Ces paires électron/trou sont des porteurs de charges électriques qui sont libres de se déplacer dans le matériau.

Des contacts métalliques permettent de les collecter pour former le signal électrique.

1.3.2 Dopage du semiconducteur

Doper le semiconducteur, consiste à introduire des impuretés dans le matériau afin de produire un excès local d'électrons (zone n) ou un déficit local (zone p). Cela consiste en une implantation maîtrisée d'ions spécifiques dans le semiconducteur pour former les zones n et p . Cette étape est nécessaire au contrôle de la conductivité électrique du matériau semiconducteur.

Les zones n sont obtenues en dopant le semiconducteur avec des atomes appelés donneurs, capables de céder des électrons, de sorte que la densité de donneurs soit supérieure à la densité d'accepteurs. Dans ces zones, les électrons sont les porteurs majoritaires, et les trous sont les porteurs minoritaires.

De la même manière, les zones p sont obtenues en dopant le semiconducteur avec des atomes appelés accepteurs, capables de capter des électrons, de façon à avoir une densité d'accepteurs majoritaire par rapport à celle des donneurs. Les porteurs majoritaires sont alors les trous, et les électrons sont les porteurs minoritaires.

1.3.3 Jonction PN

Le principe de détection quantique est basé sur le fonctionnement d'une jonction $p - n$, que nous présentons dans ce paragraphe. Comme le montre la figure 1.5, une jonction $p - n$ consiste en la juxtaposition d'une zone n et d'une zone p . Lorsque la jonction est formée d'un même matériau semiconducteur, elle est appelée homojonction. Lorsqu'elle est formée par deux matériaux différents (de réseaux cristallins structurellement compatibles), elle est appelée hétérojonction.

Les gradients de concentration de porteurs libres ainsi créés par la jonction vont provoquer un phénomène de diffusion des porteurs majoritaires de chacune des zones vers l'autre zone pour se recombiner, laissant les atomes donneurs et accepteurs ionisés. Le déplacement des porteurs libres forme le courant de diffusion. À la frontière des deux zones, les atomes donneurs et accepteurs forment un champ électrique qui s'oppose à la diffusion des porteurs majoritaires, et qui maintient la séparation des deux types de porteurs jusqu'à atteindre l'équilibre thermodynamique [29]. Cette zone de fort champ électrique est appelée *zone de charge d'espace*.

Lorsque cette jonction est polarisée en inverse, le flux photonique incident crée un excès de paires électrons-trous par rapport à l'équilibre.

Si ces porteurs sont créés dans la zone de charge d'espace, alors ils seront immédiatement séparés par le fort champ électrique qui y est présent. Ils vont migrer chacun de leur côté, et être propulsés par le champ électrique vers la zone où ils seront majoritaires (les électrons vers la zone n et les trous vers la zone p). Enfin, les électrons ou les trous seront collectés à travers un contact ohmique.

Si ces porteurs sont créés en dehors de la zone de charge d'espace, et s'ils sont à une distance inférieure à leur longueur de diffusion, alors ils pourront se déplacer par diffusion dans la zone où ils sont minoritaires jusqu'à la zone de charge d'espace, où ils seront, de la même manière, séparés puis collectés.

Le déplacement de ces porteurs libres sera à l'origine d'un courant appelé *courant photonique* ou *photocourant* qu'il est possible de mesurer afin d'évaluer le flux IR incident.

Il reste à traiter le cas où ces porteurs ne sont pas collectés. En effet, il est possible de ne pas détecter la transition radiative. Par exemple si les porteurs créés sont en dehors de la zone de charge d'espace, et qu'ils sont à une distance supérieure à leur longueur de diffusion. Dans ce cas, la probabilité de recombinaison (l'électron vient combler un

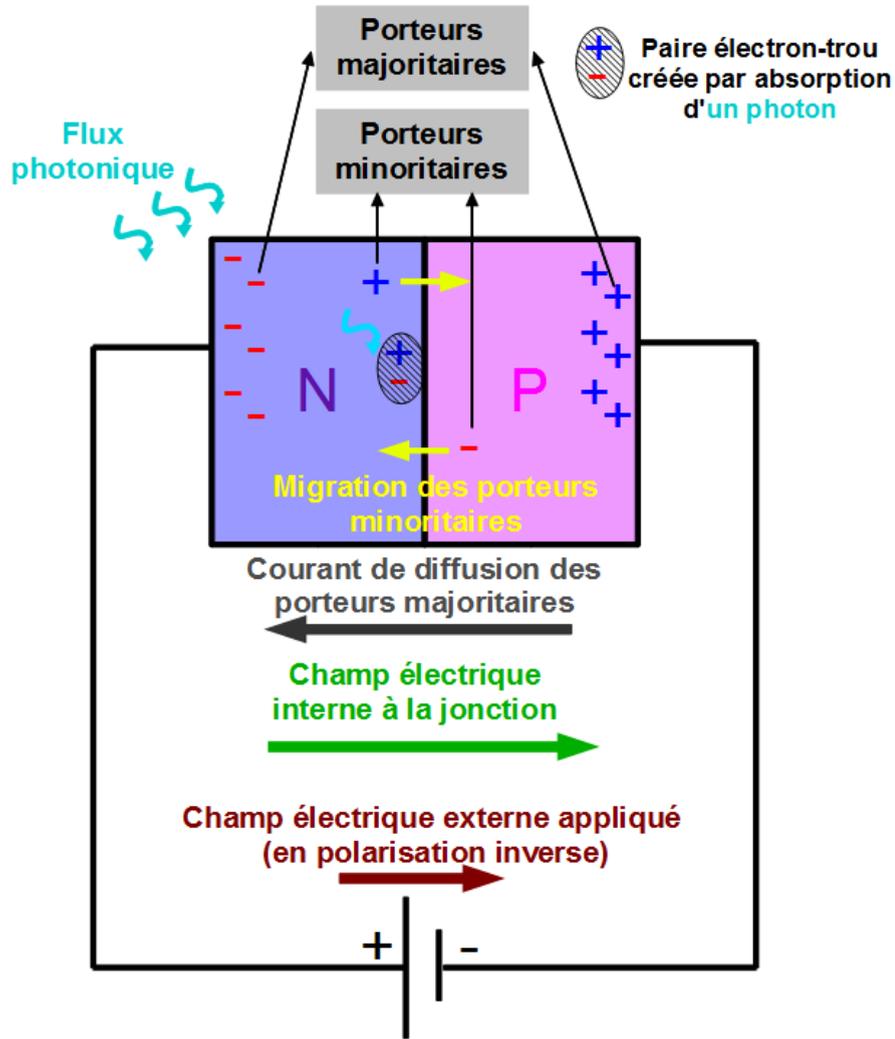


FIGURE 1.5: Schéma d'une jonction PN polarisée en inverse

trou, et passe donc de la bande de conduction à la bande de valence) devient forte, en faisant ainsi disparaître la paire électron-trou photogénérée. D'autres types de processus parasites limitent la collection de porteurs, tels que les recombinaisons sur des défauts cristallins, mais ne seront pas traités dans ce manuscrit.

1.3.4 Avantages des détecteurs quantiques

La maturité de certains matériaux semiconducteurs et des architectures variées (jonction dite $p-i-n$ par exemple) a permis une augmentation notable de l'efficacité de détection. En effet, les détecteurs quantiques ont l'avantage d'avoir une excellente rapidité de réponse, et une très grande sensibilité.

Par ailleurs, ce principe impose une détection sélective des photons en fonction de leur énergie, qui doit être supérieure au gap, et donc fonction de leur longueur d'onde.

Tous ces avantages permettent aux détecteurs quantiques d'être préférés aux détecteurs thermiques, pour des applications à haute performance (radiométrie, haute résolution).

1.3.5 Limites des détecteurs quantiques

Le processus de conversion des photons en électrons peut présenter plusieurs limites possibles. En effet, les impuretés du matériau semiconducteur utilisé peuvent introduire des niveaux d'énergie proches des bandes de valence et de conduction, provoquant la détection de photons d'énergie légèrement inférieure au gap. Les recombinaisons des paires électrons/trous sont également des phénomènes parasites.

De plus, il est nécessaire de refroidir ces détecteurs, pour éviter que le signal thermique soit prépondérant par rapport au signal photonique. En effet, la simple agitation thermique des électrons à température ambiante provoque des transitions électroniques parasites, générant ainsi des paires électrons/trous; c'est le phénomène de génération thermique des porteurs de charges. Cela se traduit en un courant dit "courant d'obscurité", qui traverse le détecteur en l'absence de rayonnement incident. Ce problème est dû principalement aux petits gaps des semiconducteurs utilisés pour la détection des photons IR, qui sont peu énergétiques par rapport aux photons visibles.

Ces détecteurs sont donc coûteux à cause de la nécessité de refroidissement qui impose des contraintes en termes de poids et d'encombrement, mais également à cause des procédés de fabrication et des matériaux utilisés.

1.4 Plans focaux infrarouge à base de HgCdTe

Dans cette section, nous décrivons les PFIR basés sur la technologie HgCdTe dont traite cette étude. Après une présentation de la structure de ces détecteurs, nous nous intéresserons plus particulièrement au matériau HgCdTe, responsable du processus de détection.

1.4.1 Architecture des PFIR basés sur une photodiode HgCdTe à jonction PN

Les PFIR sont des matrices de détection composées essentiellement de deux parties : le circuit de détection et le circuit de lecture, comme on peut le voir sur la Figure 1.6. Ces deux circuits sont interconnectés électriquement et mécaniquement par des micro-billes d'indium lors d'une étape d'hybridation [30].

Le circuit de détection est composé d'une multitude de détecteurs élémentaires formés par des jonctions $p - n$, qui convertissent les photons en électrons. Chaque détecteur élémentaire représente un pixel.

Matrice de plan focal InfraRouge classique

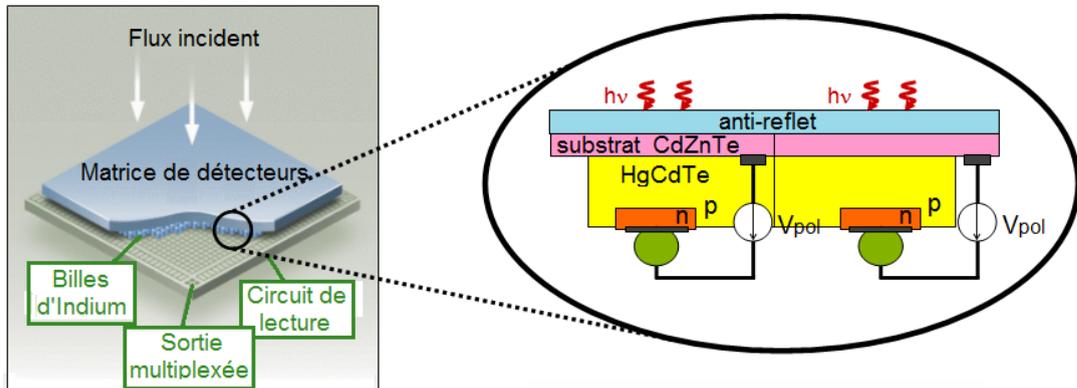


FIGURE 1.6: Schéma d'un plan focal infrarouge basé sur une photodiode HgCdTe à jonction PN

Le circuit de lecture est fabriqué en silicium, et est en charge de convertir le courant (photonique et d'obscurité) en une tension électrique mesurable par l'utilisateur [2].

Dans la suite, nous nous intéresserons uniquement au circuit de détection, étant donné que notre objectif est de modéliser optiquement le processus de détection des photons.

Comme le montre la Figure 1.6, ce circuit est composé d'un empilement de couches. La première est un substrat en CdZnTe, qui sert de support pour la croissance de la couche active de HgCdTe lors de la fabrication. Après avoir traversé une éventuelle couche anti-reflet et le substrat, transparent dans l'IR, les photons sont absorbés et génèrent un photocourant dans le HgCdTe.

Généralement, les PFIR basés sur HgCdTe sont refroidis à une température entre $200K$ et $220K$ pour un fonctionnement dans le SWIR, entre $80K$ et $120K$ pour le domaine du MWIR, et entre $50K$ et $80K$ pour le LWIR.

1.4.2 Propriétés du HgCdTe

Depuis le premier détecteur HgCdTe de Lawson et al. [31] en 1959, cette filière a beaucoup évolué, permettant de rendre ce matériau parmi les plus matures des semi-conducteurs utilisés dans la détection IR thermique.

Le $Hg_{1-x}Cd_xTe$ est un alliage de tellurure de mercure (HgTe) et de tellurure de cadmium (CdTe). Il fait partie des semi-conducteurs "II - VI" car les atomes mis en jeu sont sur les colonnes II (Hg et Cd) et VI (Te) du tableau périodique des éléments, illustré sur la Figure 1.7.

Sa structure cristallographique est une structure dite blende de zinc, formée de deux réseaux cubiques à faces centrées, imbriqués, et décalés l'un par rapport à l'autre du

IA										IIA										IIIB										IVB										VB										VIB										VIIB										VIII										IB										IIB										IIIA										IVA										VA										VIA										VIIA										VIIIA																																																																																																																																		
1 Hydrogène H 1,008 2,2																				2 Hélium He 4,003 1																				3 Lithium Li 6,941 1,0	4 Béryllium Be 9,012 1,6																				5 Bore B 10,810 2,0	6 Carbone C 12,011 2,5	7 Azote N 14,007 3,0	8 Oxygène O 15,999 3,5	9 Fluor F 18,998 4,0	10 Néon Ne 20,179 1																				11 Sodium Na 22,990 0,9	12 Magnésium Mg 24,305 1,3																				13 Aluminium Al 26,982 1,6	14 Silicium Si 28,086 1,9	15 Phosphore P 30,974 2,2	16 Sulfure S 32,066 2,6	17 Chlore Cl 35,453 3,2	18 Argon Ar 39,948 1																				19 Potassium K 39,098 0,8	20 Calcium Ca 40,080 1,0																				21 Scandium Sc 44,956 1,4	22 Titane Ti 47,880 1,5	23 Vanadium V 50,942 1,6	24 Chrome Cr 51,996 1,6	25 Manganèse Mn 54,938 1,6	26 Fer Fe 55,847 1,8	27 Cobalt Co 58,933 1,9	28 Nickel Ni 58,340 1,8	29 Cuivre Cu 63,540 1,9	30 Zinc Zn 65,390 1,6	31 Gallium Ga 69,720 1,8	32 Germanium Ge 72,630 2,0	33 Arsenic As 74,922 2,2	34 Sélénium Se 78,960 2,5	35 Brome Br 79,904 3,0	36 Krypton Kr 83,800 1																				37 Rubidium Rb 85,470 0,8	38 Strontium Sr 87,620 1,0																				39 Yttrium Y 88,905 1,2	40 Zirconium Zr 91,220 1,3	41 Niobium Nb 92,906 1,6	42 Molybdène Mo 95,940 2,2	43 Technétium Tc 98,906 2,2	44 Ruthénium Ru 101,070 2,2	45 Rhodium Rh 102,905 2,3	46 Palladium Pd 106,400 2,2	47 Argent Ag 107,870 1,9	48 Cadmium Cd 112,410 1,7	49 Indium In 114,820 1,8	50 Etain Sn 118,710 1,8	51 Antimoine Sb 121,750 2,0	52 Tellure Te 127,600 2,1	53 Iode I 126,904 2,7	54 Xénon Xe 131,290 1																				55 Césium Cs 132,905 0,8	56 Baryum Ba 137,330 0,9																				57 Lanthane La 174,980 1,3	58 Hafnium Hf 178,490 1,3	59 Tantale Ta 180,946 1,5	60 Tungstène W 183,840 2,4	61 Rhénium Re 186,200 1,9	62 Osmium Os 190,200 2,2	63 Iridium Ir 192,220 2,2	64 Platine Pt 195,080 2,3	65 Or Au 196,967 2,5	66 Mercure Hg 200,590 2,0	67 Thallium Tl 204,380 1,8	68 Plomb Pb 207,200 1,8	69 Bismuth Bi 208,980 2,0	70 Polonium Po 209 2,0	71 Astatine At 210 2,0	72 Radon Rn 222 1

FIGURE 1.7: Classification périodique des éléments

quart de la diagonale principale, comme le montre la Figure 1.8. Chaque atome établit des liaisons covalentes avec ses quatre voisins pour former un matériau cristallographique massif. Comme on peut le voir sur la Figure 1.8.(d), le cristal $Hg_{1-x}Cd_xTe$ contient des atomes de Cadmium (Cd) ou Mercure (Hg) selon la proportion x de Cd (qui régit également celle de Hg). Cette concentration molaire sera appelée "composition" dans la suite de l'étude. Nous verrons qu'elle vient rajouter un degré de liberté supplémentaire dans la modélisation du processus de détection dans le $HgCdTe$, à la différence d'autres matériaux utilisés dans la détection IR tels que $InSb$. Nous ferons en particulier le lien entre cette grandeur et les disparités de réponses spectrales entre les pixels IR.

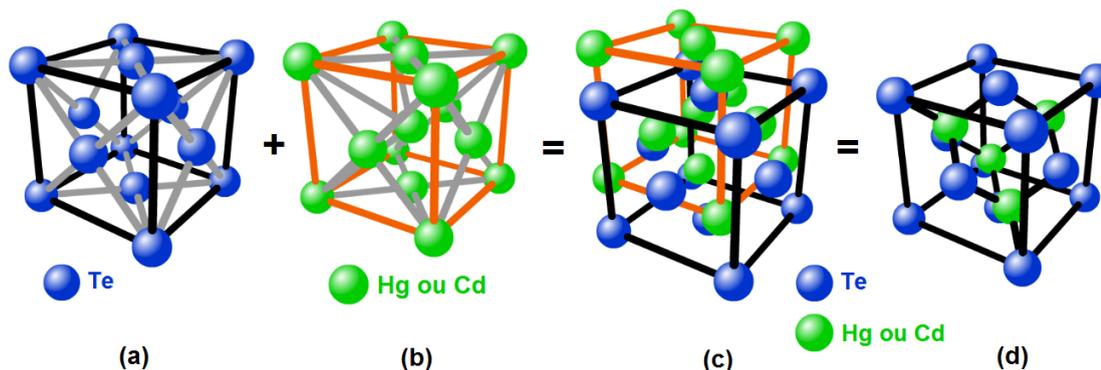


FIGURE 1.8: (a) Structure cubique faces centrées de Te, (b) Structure cubique faces centrées de Hg ou Cd, (c) et (d) Structure blende de zinc de $HgCdTe$

Étant donné que la structure de bandes dépend de la régularité du réseau cristallin, tout défaut peut créer une perturbation dans les bandes d'énergies. Cela se traduit par la présence d'un important courant d'obscurité et par la création de niveaux d'énergie intermédiaires à l'intérieur de la bande interdite, susceptibles de permettre des transitions parasites des électrons. C'est pourquoi on préfère maîtriser la concentration d'atomes dopants, afin que la perturbation des propriétés de conductivité soit mieux connue, ce

qui permet de mieux contrôler la détection de photons IR. Ce processus correspond au dopage du semiconducteur, précédemment expliqué au paragraphe 1.3.2.

Ainsi, après la croissance du HgCdTe sur le substrat en CdZnTe, l'étape suivante consiste à créer des jonctions $p - n$ pour former les pixels IR.

Parmi les nombreuses architectures des jonctions $p - n$ à base de HgCdTe, on peut citer la structure planaire en n^+ (fortement dopée n) sur p [32], représentée sur la Figure 1.9. Dans cette structure, le courant photonique est collecté au niveau du plot métallique, du côté opposé à celui de l'éclairement. Dans la suite de ce mémoire, nous considérerons des structures similaires à celle-ci pour notre modélisation de réponse spectrale.

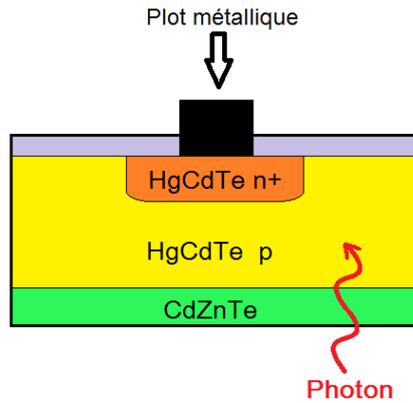


FIGURE 1.9: Pixel IR basé sur la technologie planaire n^+/p HgCdTe

1.4.3 Énergie de gap et composition dans le HgCdTe

L'énergie de gap E_g du matériau $Hg_{1-x}Cd_xTe$ peut varier entre 0.05 et 1.7 eV, en fonction de la composition en cadmium x , permettant ainsi de couvrir un large domaine spectral de détection entre 0.7 μm et 25 μm [27], comme on peut le voir sur la Figure 1.3.

Dans l'état de l'art actuel, la formule la plus utilisée pour calculer la dépendance de E_g en fonction de la composition x et de la température T est l'expression empirique de Hansen-Schmit-Casselmann (HSC) [33], donnée par l'équation (1.1). E_g et T sont exprimés en eV et K. Elle est valable pour x compris entre 0.2 et 0.6, et est illustrée par la Figure 1.10.

$$E_g(x, T) = -0.302 + 1.93x - 0.810x^2 + 0.832x^3 + 5.35 \cdot 10^{-4} \cdot (1 - 2x) \cdot T \quad (1.1)$$

Comme le montre la Figure 1.10, l'énergie de gap augmente en fonction de la température pour des compositions en Cd inférieures à 50%. Au-delà de cette composition, la dépendance en température change, et l'énergie de gap diminue avec la température. Pour expliquer ces tendances, il faut se rappeler que le matériau $HgCdTe$ est un alliage entre le $CdTe$ et le $HgTe$ dont les énergies de gap sont croissante et décroissante respectivement, en fonction de la température. Ainsi, selon la composition en Cd , le comportement de l'énergie de gap du $HgCdTe$ va tendre vers le comportement "majoritaire" dans la structure.

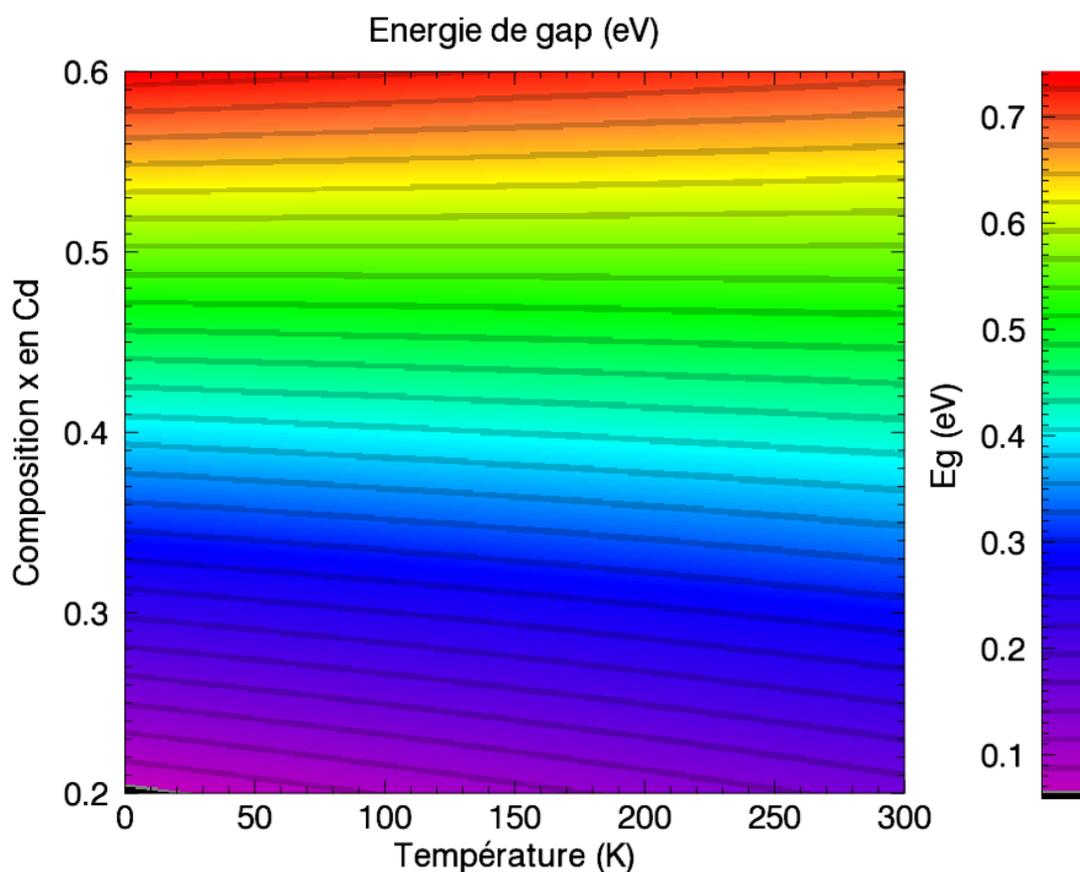


FIGURE 1.10: Energie de gap du $HgCdTe$ en fonction de la température et de la composition en Cd

Cependant, nous n'utiliserons pas cette expression dans notre modélisation, car il existe une étude plus complète, qui tient compte notamment des non-linéarités de E_g en fonction de T pour les basses températures (entre $4K$ et $100K$). Nous présenterons la formule correspondante au chapitre 2.

1.4.4 Longueurs d'onde de coupure du $HgCdTe$

La notion de coefficient d'absorption des photons dans le processus de génération radiative des porteurs dans le semiconducteur est essentielle. Les semiconducteurs à gap

direct tels que le HgCdTe ont la particularité d'avoir le maximum de la bande de valence qui coïncide avec le minimum de la bande de conduction [34]. Ce sont les plus utilisés en opto-électronique car ils maximisent les processus radiatifs.

Dans ce type de semiconducteurs, le profil d'absorption est sensiblement le même. Sa principale caractéristique est sa forme en marche d'escalier en fonction de la longueur d'onde. Ainsi, pour des énergies de photons inférieures au gap, l'absorption est quasiment nulle, et le matériau est dit "transparent" au rayonnement. A l'inverse, si l'énergie du photon incident est supérieure au gap, alors il y a absorption, et le coefficient d'absorption est constant.

En réalité, la transition entre ces deux régimes n'est pas abrupte, et a une forme particulière. De plus, étant donné qu'elle dépend de l'énergie de gap, qui dépend à son tour de la composition en Cd, cette transition est sensible à la composition.

Dans la littérature, la longueur d'onde de coupure λ_c , qui caractérise le seuil d'absorption optique du matériau semiconducteur, fait l'objet de plusieurs définitions [35, 36]. Elle est parfois définie comme étant la longueur d'onde liée à l'énergie de gap, comme le montre l'équation (1.2). Dans cette formule, h et c représentent la constante de Planck et la célérité de la lumière.

$$\lambda_c(\mu m) = \frac{hc}{E_g} = \frac{1,239841875}{E_g(eV)} \quad (1.2)$$

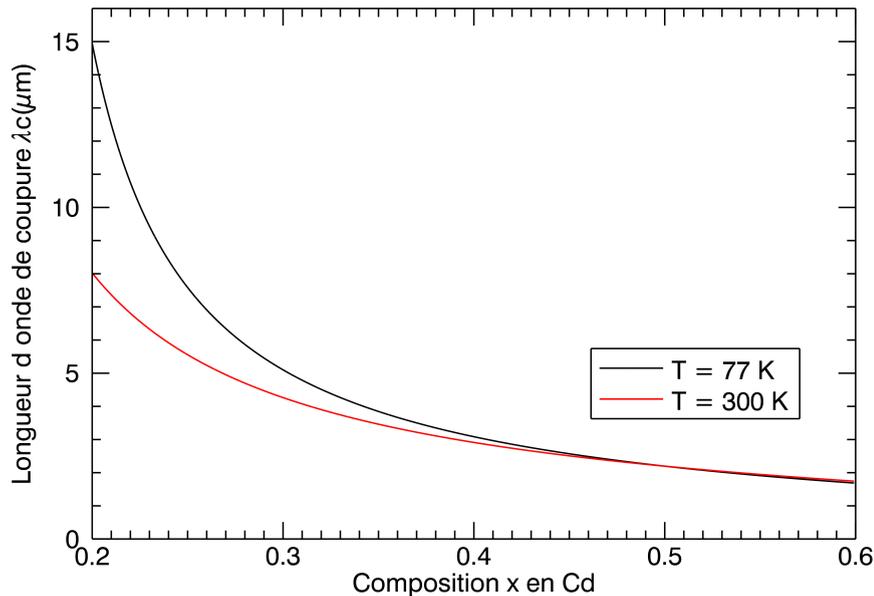


FIGURE 1.11: Dépendance de la longueur d'onde de coupure λ_c du HgCdTe en fonction la composition x en Cd pour deux températures différentes (77K et 300K)

Nous avons tracé cette formule sur la Figure 1.11 dans le cas où l'énergie de gap E_g est calculée avec l'équation de HSC (voir équation (1.1)) pour deux températures de

fonctionnement : $77K$ et $300K$. Nous remarquons que pour des valeurs de λ_c dans le LWIR (autour de $12\mu m$), on observe une variation très rapide avec la composition, ce qui est moins le cas pour des valeurs de λ_c dans le SWIR ($< 3\mu m$). Par conséquent, pour obtenir une uniformité des longueurs d'onde de coupure acceptable dans un PFIR basé sur HgCdTe, le contrôle en composition x sera plus critique pour le LWIR que pour le SWIR ou le MWIR [37].

Une autre définition de λ_c peut être liée à la réponse photonique d'un détecteur, très fortement liée au coefficient d'absorption. λ_c est alors décrite comme étant la longueur d'onde pour laquelle la réponse photonique du détecteur atteint la moitié de sa valeur maximale sur l'ensemble du domaine spectral considéré [38, 35]. Nous retiendrons dans la suite une définition similaire à celle-ci, que l'on précisera selon les cas considérés.

1.4.5 Axes de recherche sur les plans focaux IR basés sur HgCdTe

Les principaux axes de recherche sur le HgCdTe concernent en particulier l'augmentation de la température de fonctionnement. Cela permet un gain en consommation énergétique du système de refroidissement, tout en gardant de hautes performances notamment en termes de bruit et d'opérabilité [39, 40, 41]. L'axe de recherche sur les architectures en p sur n de la photodiode est également en train de se développer, dans le but de réduire le courant d'obscurité.

L'augmentation du format des matrices de détecteurs et la réduction de la taille du pixel sont également des pistes explorées, dans le but d'améliorer les performances en imagerie [42, 43, 44]. En outre, de plus en plus de travaux se penchent sur l'utilisation du Silicium comme une alternative au substrat en CdZnTe, qui est historiquement utilisé pour la croissance du HgCdTe [42, 45], pour une réduction de coût et une meilleure stabilité thermo-mécanique du plan focal. Enfin, la conception de détecteurs bi-bande innovants connaît également un essor ces dernières années [40, 43].

La modélisation que l'on propose dans ce travail de thèse pourrait être appliquée pour les pistes de développement évoquées, en adaptant la structure modélisée et les propriétés des matériaux mis en jeu en fonction de l'architecture considérée.

Après description d'un détecteur IR, il est maintenant temps d'en voir l'application pratique qui nous intéresse dans cette étude, qui concerne la spectrométrie à transformée de Fourier statique. Nous allons d'abord rappeler le principe de fonctionnement de ces spectromètres, puis nous soulèverons en particulier les problèmes liés aux disparités entre les pixels IR dans ce type d'application.

1.5 Spectrométrie à transformée de Fourier

Face au besoin croissant des images de haute performance radiométrique, l'utilisation des PFIR pose certains problèmes liés aux limites technologiques de la méthode de fabrication. Les imageurs radiomètres utilisent ces détecteurs de très haute performance pour remonter à la luminance de la scène pour chaque pixel. La qualité de restitution dépend donc directement des performances du PFIR utilisé.

Dans ce travail de thèse, nous nous intéressons en particulier à l'utilisation des PFIR pour la spectrométrie infrarouge à transformée de Fourier statique. Dans cette partie, nous allons d'abord rappeler le principe de fonctionnement de la spectrométrie à transformée de Fourier, en mettant l'accent sur les spectromètres statiques IR à transformée de Fourier. Puis, nous présenterons dans la section 1.6 en quoi cette application est sensible aux disparités de réponses spectrales de ces détecteurs.

1.5.1 Principe de la spectrométrie à transformée de Fourier

Rappelons d'abord que la spectrométrie consiste en la mesure de la répartition de l'énergie du rayonnement incident en fonction de la longueur d'onde. De nombreuses techniques de spectrométrie existent: parmi elles, on peut citer la spectrométrie à réseau, la spectrométrie de Fabry-Pérot, la spectrométrie à prisme et la spectrométrie à transformée de Fourier que nous allons développer dans cette section.

La spectrométrie à transformée de Fourier est une méthode interférentielle de mesure des spectres [46, 47]. Le principe de fonctionnement est basé sur l'interférométrie à deux ondes. On utilise par exemple un interféromètre de type Michelson, comme schématisé sur la Figure 1.12, qui permet de séparer l'onde plane incidente en deux ondes, grâce à une lame séparatrice. Ces deux faisceaux secondaires se propagent sur chacun des bras de l'interféromètre, pour ensuite être recombinaés et interférer entre eux avec un certain déphasage. A la sortie du dispositif, on mesure un signal modulé appelé interférogramme. Ce signal est en fait la transformée de Fourier du spectre d'entrée. (voir section 1.5.4 pour plus de détails)

Il existe deux sortes de modulation de ce signal : temporelle et spatiale. La modulation temporelle correspond au déplacement relatif des deux miroirs des deux bras (M_1 et M_2). Par exemple, dans le cas schématisé par la Figure 1.12, le miroir M_2 se déplace d'une distance d , alors que le miroir M_1 reste fixe. Cela permet de faire varier temporellement la différence de marche (ou différence de chemin optique) δ entre les deux ondes. Le faisceau lumineux effectue alors un aller-retour dans chaque bras (un aller entre la lame séparatrice et le miroir, puis un retour par réflexion sur le miroir vers la lame séparatrice). Par conséquent, dans le vide, la différence de marche est égale au double du déplacement relatif des deux miroirs, soit $\delta = 2d$. La plupart du temps, les spectromètres de ce type utilisent un mono-détecteur (un seul pixel) pour acquérir le signal.

Ainsi, le signal en sortie correspond à un interférogramme temporel $I(t)$, dont la modulation est fonction du déplacement $d(t)$ du miroir.

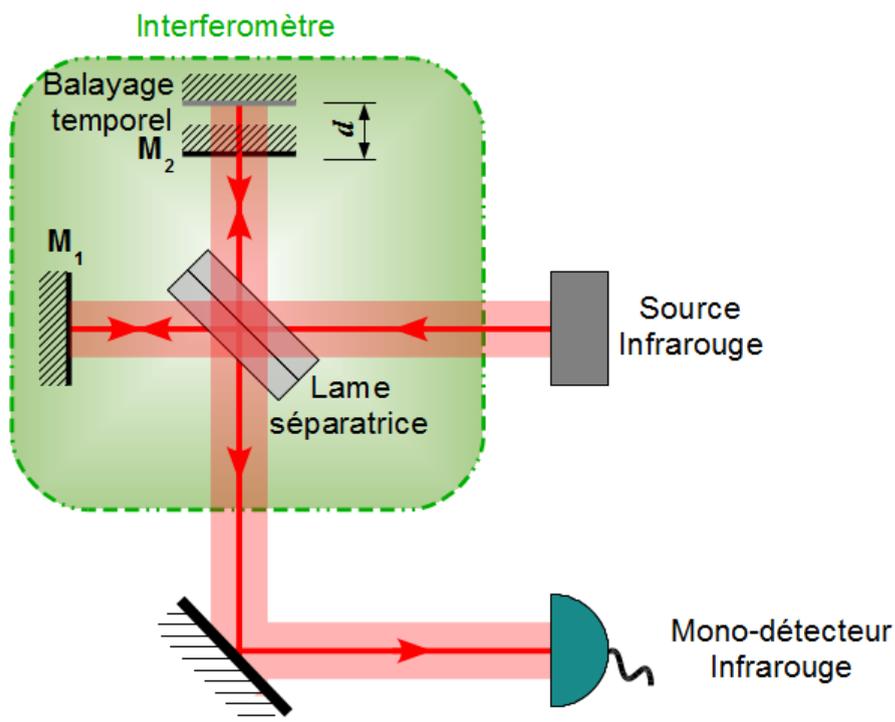


FIGURE 1.12: Schéma de principe d'un spectromètre à transformée de Fourier dynamique

La modulation spatiale correspond à la spectrométrie stationnaire à transformée de Fourier, et est détaillée dans la section 1.5.5.

1.5.2 Définition de la résolution spectrale

La résolution spectrale est une grandeur caractéristique importante pour l'évaluation des performances d'un spectromètre. Elle correspond à la plus petite différence de nombre d'onde mesurable par l'instrument, et est également liée à la réponse impulsionnelle du spectromètre, aussi appelée fonction d'appareil. On peut aussi l'interpréter comme étant la mesure du spectre d'une radiation parfaitement monochromatique. En effet, une raie monochromatique a une forme spectrale théorique dite en distribution de Dirac, de largeur nulle. En revanche, le spectre monochromatique mesuré par un spectromètre s'étale sur un certain intervalle de longueurs d'onde, avec une largeur spectrale caractéristique de sa résolution. En d'autres termes, la résolution quantifie le plus petit détail spectral qui puisse être distingué par l'instrument, et traduit donc la finesse spectrale que l'on peut atteindre [48].

Dans un spectromètre à transformée de Fourier, la résolution $d\sigma$ est fixée par la différence de marche maximale $\delta_{max} = 2d_{max}$ entre les deux ondes de l'interféromètre,

et est exprimée par l'équation (1.3). Plus cette différence maximale de marche est importante, meilleure est la résolution.

$$d\sigma = \frac{1}{2\delta_{max}} \quad (1.3)$$

En pratique, le choix de la résolution dépend de l'application visée. A titre d'exemple, la mesure de raies spectrales requiert généralement une grande résolution, dans la mesure où l'objectif est d'avoir une connaissance exacte de la position des raies. Les résolutions de spectromètres commerciaux peuvent aller typiquement de $10^{-4}cm^{-1}$ à $100cm^{-1}$.

1.5.3 Traitement de l'interférogramme

Le signal modulé en sortie du spectromètre à transformée de Fourier est un interférogramme que l'on doit traiter pour remonter au spectre d'entrée. Nous allons voir qu'il suffit de calculer la transformée de Fourier de l'interférogramme mesuré pour estimer le spectre.

Le cas le plus simple correspond à celui d'une onde incidente monochromatique en entrée du spectromètre. L'interférogramme I_{mono} correspondant est une sinusoïde dont la période dépend de la longueur d'onde dans le vide λ , comme le montre l'équation (1.4), A étant l'intensité du signal d'entrée.

$$I_{mono}(\delta) = \frac{A}{2} \left[1 + \cos \left(\frac{2\pi\delta}{\lambda} \right) \right] \quad (1.4)$$

Étant donné que la période est proportionnelle à l'inverse de la longueur d'onde, on préfère raisonner en nombre d'onde σ , où $\sigma = \frac{1}{\lambda}$. On obtient alors l'équation (1.5).

$$I_{mono}(\delta) = \frac{A}{2} [1 + \cos(2\pi\delta\sigma)] \quad (1.5)$$

Dans le cas où l'éclairement incident provient d'une source continue polychromatique, l'interférogramme I_{poly} résultant est composé d'une superposition de toutes les contributions spectrales. On obtient alors la somme de sinusoïdes de différentes périodes, correspondant à toutes les longueurs d'onde du signal d'entrée. I_{poly} est explicité par l'équation (1.6), où la somme s'effectue sur l'ensemble des nombres d'ondes contenus dans le signal d'entrée. Dans cette expression, $A(\sigma)$ décrit la répartition spectrale de l'énergie. En d'autres termes, $A(\sigma)$ représente le spectre d'entrée que l'on cherche à mesurer.

$$I_{poly}(\delta) = \int_0^{+\infty} \frac{A(\sigma)}{2} [1 + \cos(2\pi\delta\sigma)] d\sigma \quad (1.6)$$

Dans l'équation (1.6), on peut remarquer qu'il existe une partie constante, et une partie modulée en fonction de la différence de marche. Dans la suite, on considérera uniquement la partie modulée, qui représente le signal utile et que l'on notera I comme indiqué dans l'équation (1.7).

$$I(\delta) = \int_0^{+\infty} \frac{A(\sigma)}{2} \cos(2\pi\delta\sigma) d\sigma \quad (1.7)$$

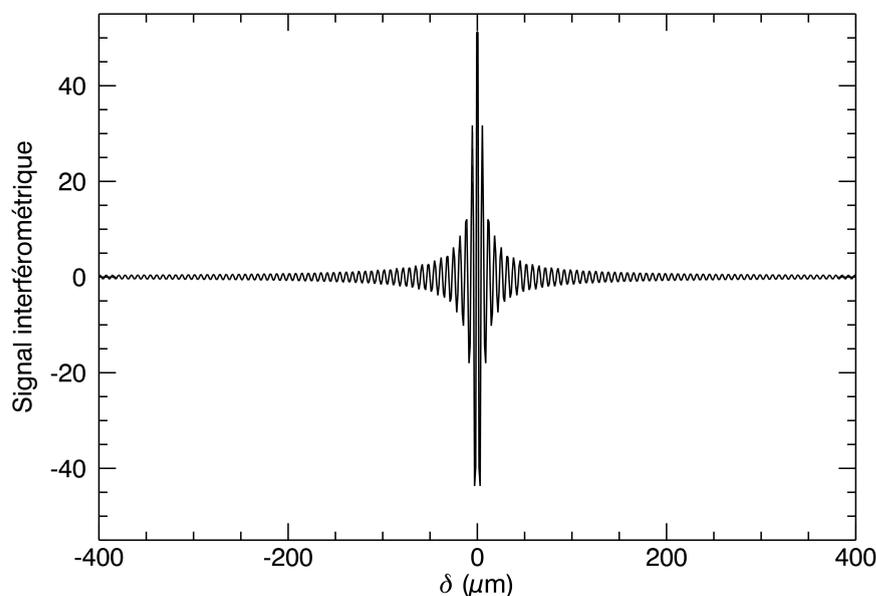


FIGURE 1.13: Exemple d'interférogramme simulé d'un spectre de corps noir à $150^\circ C$, entre $1\mu m$ et $6.7\mu m$, à une résolution de $5cm^{-1}$

A titre d'exemple, l'interférogramme I est représenté sur la Figure 1.13, dans le cas d'un corps noir, donc d'une source large spectralement. On peut alors observer que la partie modulée devient de moins en moins importante au fur et à mesure que la différence de marche augmente, et que I est maximal pour la différence de marche nulle. Cela est dû au fait que la somme des sinusoides s'annule pour les grandes différences de marche.

1.5.4 Relation entre spectre et interférogramme

Dans ce paragraphe, nous allons reformaliser la transformée de Fourier entre l'interférogramme I et le spectre A pour l'adapter à nos besoins.

On peut montrer par un calcul simple (voir Annexe B) que l'équation (1.7) reliant les grandeurs I et A peut en fait se formuler selon l'expression B.8.

$$\forall \delta \in \mathbb{R} \quad I_{sym}(\delta) = \frac{1}{4} \int_{-\infty}^{+\infty} A_{sym}(\sigma) \cdot e^{2i\pi\delta\sigma} d\sigma \quad (1.8)$$

Dans cette équation, la fonction A_{sym} est définie telle que :

- pour $\sigma \geq 0$ on a $A_{sym}(\sigma) = A(\sigma)$
- pour $\sigma < 0$ on a $A_{sym}(\sigma) = A(-\sigma)$

A_{sym} correspond à l'extension de A pour les nombres d'onde négatifs qui n'ont pas de sens physique.

D'autre part, I_{sym} correspond à l'interférogramme symétrisé par rapport à la différence de marche nulle, défini tel que :

- pour $\delta \geq 0$ on a $I_{sym}(\delta) = I(\delta)$
- pour $\delta < 0$ on a $I_{sym}(\delta) = I(-\delta)$

Par conséquent, l'interférogramme mesuré et symétrisé par rapport à la différence de marche nulle représente la transformée de Fourier inverse du spectre mesuré (symétrisé lui aussi par rapport au nombre d'onde nul). Il suffit alors de calculer la transformée de Fourier de l'interférogramme mesuré symétrisé noté \tilde{I}_{sym} , pour extraire le spectre d'entrée estimé \tilde{A}_{sym} , comme le montrent les équations (1.9,1.10). En résumé, l'espace de départ est celui du spectre, dont la variable est le nombre d'onde σ , et l'espace de Fourier correspondant est celui de l'interférogramme, dont la variable est la différence de marche δ .

$$\tilde{A}_{sym}(\sigma) = 4 \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{I}_{sym}(\delta) \cdot e^{-2i\pi\delta\sigma} d\delta \quad (1.9)$$

$$\tilde{A}_{sym}(\sigma) = 4 \cdot TF(I_{sym})(\delta) \quad (1.10)$$

Une autre manière d'extraire le spectre \tilde{A} est de considérer que l'interférogramme I est la transformée de Fourier dite en "cosinus" du spectre A , définie par l'expression 1.7. Dans ce cas, on considère que le spectre est nul pour les nombres d'onde négatifs, dans la mesure où ils n'ont pas de sens physique. Par transformation inverse, on obtient l'estimation du spectre d'entrée [49, 50].

1.5.5 Spectrométrie IR stationnaire à transformée de Fourier

Dans cette partie, nous mettons en évidence les caractéristiques et les atouts de la spectrométrie IR à transformée de Fourier statique.

1.5.5.1 Principe général

La spectrométrie stationnaire à transformée de Fourier est basée sur la modulation spatiale du signal de sortie. Le schéma de principe est représenté sur la Figure 1.14, où l'acquisition du signal se fait à travers une barrette de détecteurs. Au lieu d'être déplacé, un des miroirs est incliné de façon à avoir une multitude de différence de marches (d) résultant de chaque point du miroir. Il n'y a donc pas de déplacement temporel de miroir, et l'ensemble du montage reste fixe.

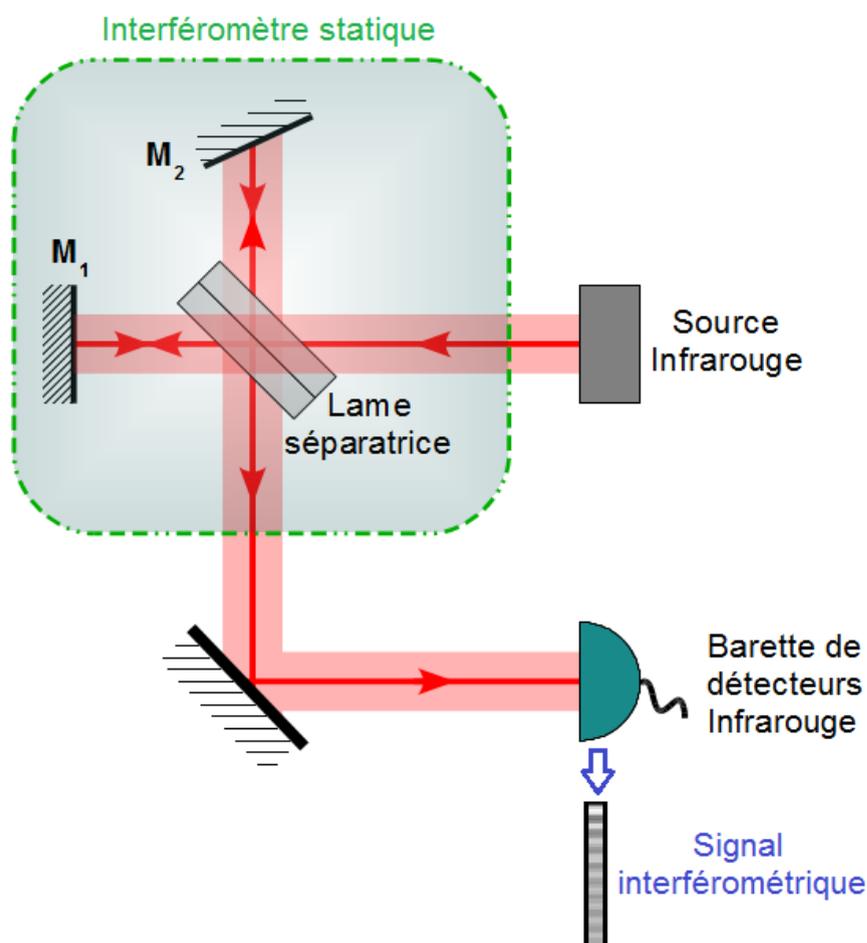


FIGURE 1.14: Schéma d'un spectromètre stationnaire à transformée de Fourier. L'inclinaison du miroir M_2 est exagérée pour des besoins de compréhension

1.5.5.2 Avantages de la spectrométrie IR à transformée de Fourier statique

Outre les avantages classiques de la spectrométrie à transformée de Fourier (voir annexe A), le caractère stationnaire est un réel atout en termes d'encombrement et de robustesse au bruit [51, 52]. En effet, dans un spectromètre à transformée de Fourier temporel, le déplacement d'un des miroirs induit des vibrations mécaniques, dont on doit minimiser l'effet, à partir du moment où la mesure dépend sensiblement de la position des

miroirs. Dans les applications spatiales, cela représente un avantage considérable pour des instruments embarqués. Le CNES a d'ailleurs développé plusieurs de ces concepts [53, 54, 55]. Le second avantage est la possibilité de mesurer des phénomènes très rapides. En particulier, le mode "snapshot" permet la mesure du spectre de la scène en une seule acquisition. Ainsi, le spectromètre est moins sensible aux fluctuations temporelles de la scène observée, puisque tous les échantillons spectraux sont acquis simultanément.

Enfin, on peut également mentionner la facilité de refroidir l'instrument en l'absence de mécanisme de balayage de miroir [15]. Cela améliore la qualité de mesure, surtout pour des mesures de terrain.

1.5.5.3 De la barrette de détecteurs aux détecteurs matriciels

Nous avons vu que l'acquisition du signal interférométrique se fait à travers une barrette de détecteurs. Les spectromètres à transformée de Fourier statique que l'on va présenter dans la section suivante utilisent plutôt des détecteurs matriciels à la place des barrettes de détecteurs. L'intérêt de passer à une matrice de détection représente un gain instrumental considérable. Cela permet en effet de s'affranchir d'une optique convergente refroidie (lentille cylindrique), et de disposer d'un intervalle spectral libre bien plus important, en inclinant légèrement la matrice de détection par rapport aux franges d'interférences, ce qui revient à sur-échantillonner le signal interférométrique [56].

Dans la section suivante, nous présenterons les difficultés soulevées par l'utilisation des PFIR pour la spectrométrie IR à transformée de Fourier statique, et les problèmes soulevés par les disparités de réponses entre les pixels.

1.6 Utilisation des PFIR dans la spectrométrie IR à transformée de Fourier statique

Nous avons vu que les barrettes de détecteurs ou les détecteurs matriciels présentent un intérêt certain pour l'acquisition simultanée d'interférogrammes, comparés aux mono-détecteurs communément utilisés pour les spectromètres à transformée de Fourier dynamiques. Pour les applications IR, les PFIR sont de plus en plus utilisés dans des concepts de spectrométrie statique.

Cependant, leur utilisation pose certains problèmes liés aux limites technologiques de fabrication. La qualité de restitution de la luminance de la scène pour chaque pixel dépend directement des performances du PFIR utilisé. Outre les paramètres classiques limitant la qualité de la mesure, tels que le courant d'obscurité, les différentes sources de bruit, et le rendement quantique, la forme de la réponse spectrale est particulièrement importante.

Dans cette partie, nous mettons en évidence la nécessité de connaître la réponse spectrale des PFIR dans le cas des spectromètres à transformée de Fourier statiques. Par la suite, nous présentons différentes architectures d'instruments susceptibles d'être sensibles aux disparités de réponses spectrales des PFIR.

1.6.1 Difficultés d'estimation de spectres liées à l'utilisation des PFIR

L'utilisation de PFIR pour la spectrométrie TF statique pose plusieurs problèmes, liés notamment à l'homogénéité spatiale de la mesure qui est essentielle pour l'extraction de spectres [57]. Les non-uniformités spectrales observées sur les PFIR peuvent être dues aux variations spatiales de la transmission du système, aux inhomogénéités de la source, mais surtout aux variations intrinsèques entre les pixels du détecteur.

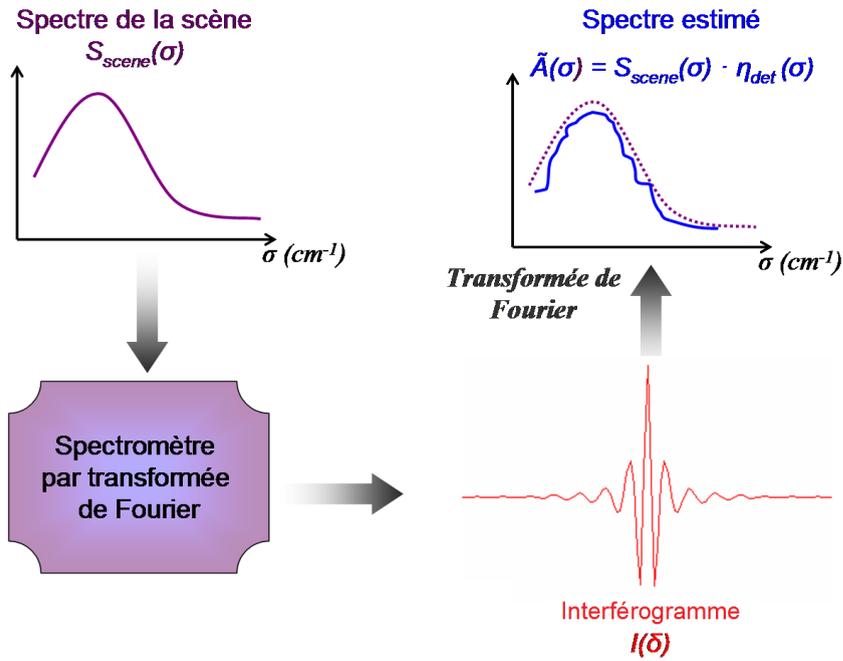


FIGURE 1.15: Schéma de principe de la mesure d'un spectre par un spectromètre à transformée de Fourier

Le spectre estimé \tilde{A} représente en réalité le spectre de la scène observée S_{scene} multiplié par la réponse spectrale du détecteur η_{det} , comme schématisé sur la Figure 1.15, et exprimé par l'équation (1.11). Ceci est valable quel que soit le format du détecteur (barrette ou matrice).

$$\tilde{A}(\sigma) = S_{scene}(\sigma) \cdot \eta_{det}(\sigma) \quad (1.11)$$

Ainsi, d'après l'équation (1.6), décrivant un interférogramme mesuré pour une source polychromatique, le signal mesuré par un pixel de coordonnées (i, j) (d'une matrice de

détection) s'écrit suivant l'équation (1.12), si on ne tient pas compte des disparités de réponses entre les pixels.

$$I(\delta_{ij}) = \int_0^{+\infty} S_{scene}(\sigma) \cdot \eta_{det}(\sigma) \left[\frac{1 + \cos(2\pi\delta_{ij}\sigma)}{2} \right] d\sigma \quad (1.12)$$

En effet, dans cette équation, la réponse spectrale du détecteur η_{det} dépend uniquement du nombre d'onde, et est donc indépendante de la position du pixel (i, j) . Cela revient à considérer que les pixels ont tous la même réponse spectrale, représentée par η_{det} .

En pratique, les disparités entre les pixels IR en termes de réponse spectrale sont non négligeables, en particulier autour des longueurs d'onde de coupure (voir Section 1.4.4). Le signal mesuré par un pixel (i, j) doit donc prendre en compte la réponse spectrale propre à ce pixel $\eta_{ij}(\sigma)$, comme le montre l'équation (1.13).

$$I(\delta_{ij}) = \int_0^{+\infty} S_{scene}(\sigma) \cdot \eta_{ij}(\sigma) \left[\frac{1 + \cos(2\pi\delta_{ij}\sigma)}{2} \right] d\sigma \quad (1.13)$$

Pour pouvoir remonter correctement au spectre de la scène S_{scene} , il devient indispensable de connaître $\eta_{ij}(\sigma)$ pour chaque pixel.

D'autre part, calculer la transformée de Fourier de l'interférogramme pour remonter au spectre suppose que l'échantillonnage de l'interférogramme est régulier en différences de marche. En effet, le calcul numérique se fait avec des algorithmes mathématiques tels que celui de la transformée de Fourier rapide (Fast Fourier Transform (FFT)), qui traite par défaut des données régulièrement échantillonnées [58, 59]. Or, la régularité de l'échantillonnage de l'interférogramme peut, dans certains cas, ne pas être respectée (voir le cas de Microspoc, Section 1.6.3.2), rendant la transformée de Fourier inadaptée pour le traitement des données interférométriques.

Dans le paragraphe suivant, nous présentons les différentes variabilités spatiales qui peuvent exister entre les pixels d'une même matrice de détection.

1.6.2 Variabilités spatiales entre pixels

Les disparités de réponses spectrales au sein de la matrice de détection génèrent une source de bruit stationnaire, appelée bruit spatial fixe (BSF) [60, 61]. Ce bruit est lié au fait que chaque point de l'interférogramme est mesuré par un pixel différent, ce qui perturbe amplement la mesure, à partir du moment où la réponse spectrale varie d'un pixel à un autre. Cela est fondamentalement différent de la spectrométrie à transformée de Fourier dynamique pour laquelle la mesure de l'interférogramme temporel s'effectue avec le même monodétecteur (un seul pixel).

Ainsi, si le caractère individuel des pixels n'est pas pris en compte dans le traitement des interférogrammes, il devient très difficile de corriger ce bruit [62].

En imagerie, la correction du BSF est classiquement appelée correction des non-uniformités (Non-Uniformity Correction ou NUC) [63], qui représente la correction spatiale du détecteur. La correction dite "deux points" en est un exemple couramment utilisé [64]. Elle consiste à corriger les réponses entre pixels d'un gain et d'un offset simultanément, par interpolation linéaire, en supposant que le pixel a une réponse linéaire. Cette correction utilise des tables de gains et d'offset établies à partir de mesures de corps noir à deux températures différentes [65], et corrige le flux intégré sur la réponse spectrale totale multipliée par le spectre du corps noir.

Cependant, ces corrections considèrent que les pixels diffèrent les uns des autres uniquement à travers un gain et un offset, indépendamment de la longueur d'onde. Elles ne sont donc pas suffisantes pour les applications en spectrométrie, puisque le gain de correction dépend du contenu spectral de la source. D'autre part, cette correction est principalement valable pour des PFIR dont on a filtré les effets de disparités de longueur d'onde de coupure. A défaut d'effectuer ce filtrage, ce phénomène peut générer des erreurs, puisque la correction s'effectue sur le flux intégré de la réponse spectrale multipliée par le spectre de la scène.

En résumé, il existe bien des variabilités spectrales entre pixels, qui sont corrélées spatialement. Les longueurs de corrélation spatiales sont typiquement de quelques dizaines de pixels dans les deux directions de la matrice, comme nous le verrons dans le chapitre 3. Bien qu'elles soient particulièrement localisées autour de la longueur d'onde de coupure, ces non-uniformités affectent l'ensemble du spectre estimé [66]. En général, pour les corriger, un filtre spectral est placé devant le PFIR afin de forcer les pixels à avoir la même longueur d'onde de coupure. Or, cela réduit le domaine spectral accessible par la mesure, et ne permet pas de corriger les éventuelles oscillations perçues dans les réponses spectrales de certains PFIR, pour des applications en spectrométrie.

Il devient alors primordial d'avoir une connaissance fine du comportement spectral de chaque pixel de la matrice de détection afin de mieux maîtriser l'origine de ces disparités, et mieux les prendre en compte.

D'autres types de variabilités spatiales entre pixels existent au sein des PFIR, dont les pixels défectueux (pixels ayant des réponses hors norme tels que les morts, saturés ou ne réagissant pas au rayonnement incident) [62]. La correction consiste généralement à les remplacer par une valeur moyenne des pixels voisins [67, 68, 69, 70], ce qui peut représenter une source d'erreur supplémentaire. Cependant, des simulations ont montré que tant que ces pixels restent isolés et ne forment pas de clusters (regroupement spatial de pixels défectueux), le spectre estimé n'est pas affecté [56].

1.6.3 Exemples de spectromètres IR à transformée de Fourier statique développés par l'ONERA

L'ONERA développe depuis plusieurs années des spectromètres infrarouge à transformée de Fourier statique [15]. Nous allons présenter quelques exemples de ces instruments, qui peuvent être sensibles aux problèmes de disparités de réponses entre pixels.

1.6.3.1 MISTERE

Le premier instrument est MISTERE (Moyen Infrarouge Spectromètre de Terrain pour l'Évaluation des Réflectivités et des Émissivités)[14]. Il est basé sur un interféromètre de Michelson statique, comme le montre la Figure 1.16.

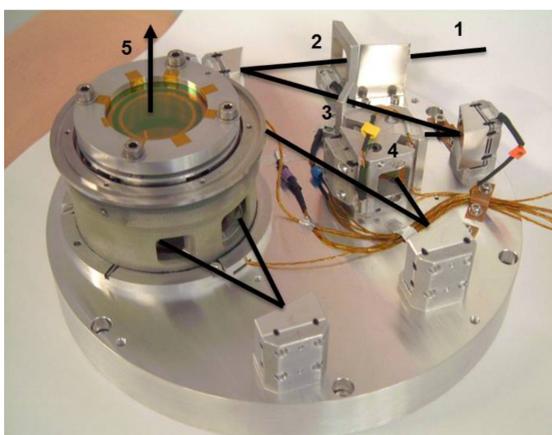


FIGURE 1.16: Photo de l'instrument MISTERE [15]. (1): flux incident, (2): pupille d'entrée, (3): diaphragme, (4): bloc interférométrique, (5): sortie vers le PFIR

Le flux incident est d'abord collimaté avant d'arriver sur le bloc interférométrique, pour former en sortie le signal d'interférences. L'interférogramme est ensuite renvoyé sur le détecteur à l'aide d'une optique imageante. Le montage est plus détaillé sur la Figure 1.17. Ce spectromètre utilise un PFIR basé sur la technologie HgCdTe, de format 320×256 pixels, et couvre le domaine spectral $[1050\text{cm}^{-1}, 3450\text{cm}^{-1}]$ soit $[2.9\mu\text{m}, 9.5\mu\text{m}]$.

La Figure 1.18 montre une cartographie de la réponse monochromatique de MISTERE. Celle-ci a été mesurée à l'aide d'un spectromètre IR à transformée de Fourier suivant la méthode présentée dans la référence [17].

On peut clairement reconnaître les franges d'interférences verticales, caractéristiques de la réponse de l'instrument à une radiation monochromatique ($\sigma = 1050,7\text{cm}^{-1}$). Ces franges sont légèrement tiltées afin d'élargir l'intervalle spectral libre. Elles sont modulées par des formes basses fréquences, qui correspondent aux disparités de réponses entre les pixels à $\sigma = 1050,7\text{cm}^{-1}$, et qui sont corrélées spatialement. Cette corrélation est caractéristique du BSF dans l'instrument MISTERE.

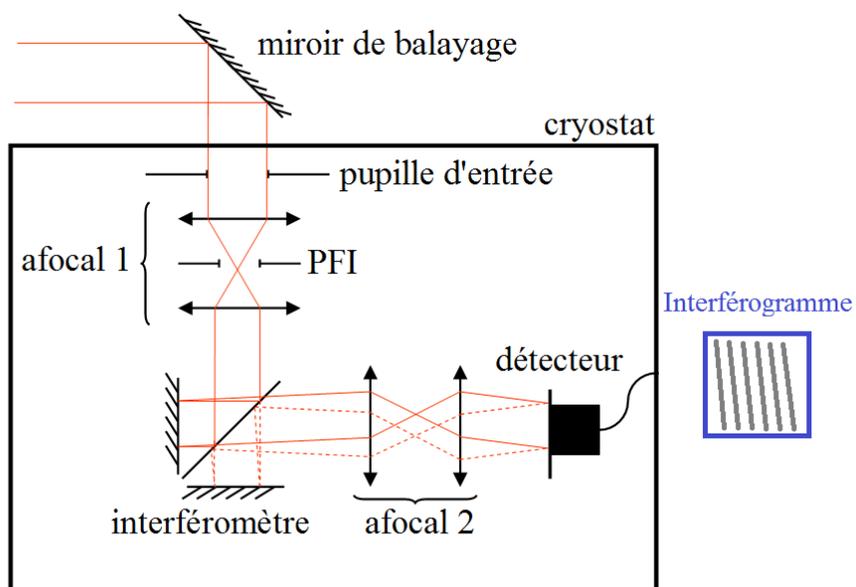


FIGURE 1.17: Schéma optique de l'instrument MISTERE



FIGURE 1.18: Cartographie de la réponse monochromatique de l'instrument MISTERE, à $\sigma = 1050,7\text{cm}^{-1}$

1.6.3.2 MICROSPOC

MICROSPOC (MICRO SPectrometer On Chip) est un autre spectromètre stationnaire à transformée de Fourier refroidi [13], couvrant la gamme spectrale du MWIR et une partie du SWIR ($[2000\text{cm}^{-1}, 6700\text{cm}^{-1}]$ soit $[1.5\mu\text{m}, 5\mu\text{m}]$). Il constituera notre cas

d'étude, pour valider notre approche de modélisation des disparités de réponses entre pixels.

Sa structure, particulièrement compacte, est schématisée sur la Figure 1.19. Il est construit à partir des mêmes étapes classiques de fabrication d'un PFIR en HgCdTe mis à part l'amincissement de substrat et le dépôt de couche anti-reflet qui sont ignorés. En fait, l'amincissement du substrat en CdZnTe et effectué en biais afin de former le bloc interférométrique du spectromètre, qui est directement intégré au plan de détection en HgCdTe. La couche anti-reflet n'est pas déposée dans le but de favoriser les effets d'interférences entre l'onde transmise directement vers la couche active, et l'onde qui fait un aller-retour supplémentaire dans le substrat avec d'être transmise vers la couche active (voir Figure 1.19). Ainsi, en première approximation, ce spectromètre fait intervenir deux ondes d'interférence, ce qui lui vaut l'appellation de spectromètre à transformée de Fourier.

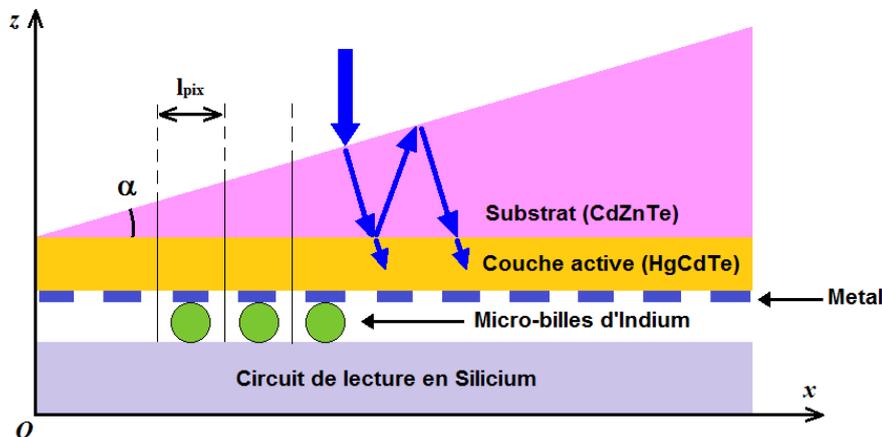


FIGURE 1.19: Schéma de la structure de Microspoc

L'intérêt de ce type de ce dispositif est sa grande compacité, puisqu'il mesure 1cm dans sa plus grande dimension, et la haute cadence des mesures (700Hz), permettant de mesurer des phénomènes rapides.

Comme nous l'avons vu au paragraphe 1.5.2, la résolution d'un spectromètre à transformée de Fourier est liée à la différence de marche maximale du dispositif de mesure. Ainsi, dans le cas de Microspoc, cette différence de marche maximale δ_{max} est limitée par l'épaisseur maximale de substrat. Par conséquent, pour augmenter δ_{max} et donc améliorer la résolution, il faut augmenter l'angle d'amincissement du substrat, ou élargir la matrice de détection.

L'effet du BSF est fortement perçu dans des dispositifs tels que MICROSPOC, ce qui représente un cas d'étude particulièrement intéressant pour nous. Cela est dû à l'absence de couche anti-reflet à la surface de cet instrument, permettant ainsi d'amplifier les phénomènes d'ondes parasites interférant à l'intérieur du détecteur. Des pixels de structure différente ne reproduisent pas les mêmes phénomènes d'interférences. Nous

verrons par la suite en quoi cette information est importante pour remonter aux causes des disparités de réponses entre les pixels.

Les spectres obtenus après correction des interférogrammes mesurés contiennent des oscillations parasites, entraînant une incertitude sur la détection d'espèces chimiques. De plus, le domaine spectral utile est réduit si on applique un filtrage spectral visant à s'affranchir des disparités de longueurs d'onde de coupure entre pixels.

En réalité, une simple transformée de Fourier ne permet pas de décrire l'interférogramme mesuré par MICROSPOC, pour plusieurs raisons. D'abord, le processus d'interférence met en jeu plus de deux ondes à l'intérieur du détecteur. La relation entre l'interférogramme et le spectre ne peut plus être traduite au travers d'interférences à deux ondes, et le traitement par transformée de Fourier devient inapproprié. De plus, du fait de l'irrégularité des différences de marches entre pixels, l'échantillonnage de l'interférogramme n'est pas régulier, ce qui pose problème quant à l'application d'une transformée de Fourier pour le calcul du spectre. Enfin, comme le montre l'équation (1.13), les disparités des réponses spectrales des pixels obligent à considérer les signatures spectrales individuelles des pixels, au lieu de les considérer identiques dans une transformée de Fourier.

Nous avons insisté sur les spectromètres à transformée de Fourier statiques, car cela constitue le contexte principal de ce travail de thèse. Néanmoins, il existe d'autres dispositifs qui sont susceptibles d'être sensibles aux disparités de réponses spectrales entre pixels. Dans le paragraphe suivant, nous allons en citer quelques-uns, pour lesquels le traitement des données nécessite la connaissance des réponses spectrales des pixels.

1.6.4 Autres exemples de dispositifs sensibles aux réponses spectrales

Tout instrument faisant du multiplexage en longueur d'onde est susceptible d'être sensible à la réponse spectrale des pixels IR. En effet, à partir du moment où l'on a besoin d'accéder à l'information spectrale de la scène observée, les disparités entre pixels peuvent introduire une source de bruit comme le BSF. Nous allons citer quelques exemples d'instruments concernés par cette problématique.

1.6.4.1 Spectromètres à multiplexage spectral

On peut classer ces instruments selon deux catégories : les spectromètres à transformée de Fourier, et les spectromètres utilisant du multiplexage de longueur d'onde mais pas au sens de Fourier. Dans la première catégorie on peut citer des spectromètres IR à transformée de Fourier, basés sur des PFIR de type HgCdTe. Le premier exemple est l'instrument développé par le Laboratoire de recherche de la marine des États-Unis et l'université d'État de Saint Cloud [71], qui fonctionne dans le LWIR. Le CNES développe également un concept de spectromètre à transformée de Fourier statique baptisé SIFTI (Static Infrared Fourier Transform Interferometer) [72, 73]. Il est dédié au sondage

des concentrations en polluants, en particulier celui des molécules CO et O_3 dans la troposphère. Il utilise un PFIR basé sur HgCdTe pour une mesure dans le SWIR. D'autres concepts de spectro-imageurs basés sur le multiplexage en longueur d'onde par transformée de Fourier et utilisant des PFIR existent. On peut se référer, pour plus de détails, aux références [74, 75, 76, 77, 78].

Dans la seconde catégorie, on peut citer les spectromètres utilisant le multiplexage des longueurs d'onde, mais pas au sens de Fourier. Un exemple intéressant est le spectromètre dispersif développé à l'université Duke [79]. Ce dernier fonctionne en mode "snapshot" dans le LWIR, et fait des mesures multiplexées en longueur d'onde selon Hadamard. Il utilise un PFIR de type microbolomètre. En outre, l'université d'Arizona a développé un spectro-imageur statique permettant d'accéder à des mesures multiplexées par projection tomographique [80]. Il est basé sur un PFIR en InSb fonctionnant dans le MWIR.

L'ensemble de ces instruments peut être confronté au problème des disparités spectrales entre pixels, dans la mesure où l'on cherche à remonter à l'information spectrale de la scène observée.

1.6.4.2 SIELETTERS

SIELETTERS (Spectro-Imageur Embarqué pour l'Étude des Températures, Émissivités et Réflectivités des Scènes) est un autre exemple d'instrument développé par l'ONERA [81, 82]. Il s'agit d'un spectro-imageur IR statique, à transformée de Fourier, fonctionnant dans les régions du MWIR et du LWIR, conçu pour être embarqué à bord d'un avion. La spectro-imagerie permet d'acquérir à la fois l'image d'une scène et des informations sur le spectre en chacun des points de l'image. Cet instrument est également basé sur l'utilisation d'un PFIR HgCdTe, refroidi par un cryostat spécifique à la température $77K$.

Le schéma optique de SIELETTERS est représenté sur la Figure 1.20 [83]. Il est basé sur un interféromètre de Michelson modifié, placé face à une optique imageante. Les deux bras de l'interféromètre génèrent deux images de la scène observée sur le plan focal de la lentille, qui se superposent. Cependant, étant donné que le chemin optique est différent dans les deux bras, des franges d'interférence se superposent sur l'image de la scène. Ainsi, au fur et à mesure que la scène défile (perpendiculairement aux franges), par translation de l'avion, à vitesse constante, chaque point de la scène est vu successivement à travers cette différence de chemin optique. Cela permet de remonter au spectre en chaque point balayé et d'établir une cartographie à la fois spatiale et spectrale de la scène observée. Plus précisément, l'instrument permet de faire des mesures radiométriques absolues de rayonnement et émissivité spectrales [84]. Les spectres obtenus sont présentés dans la référence [85].

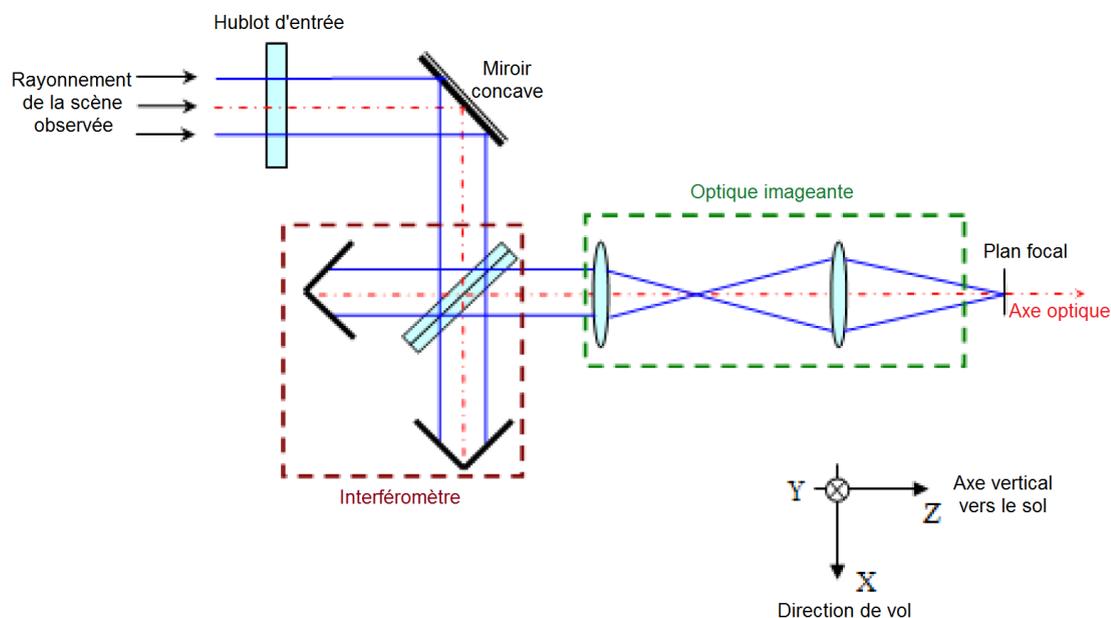


FIGURE 1.20: Schéma de principe du spectro-imageur SIELETTERS dans le MWIR et le LWIR, extrait de [83]

1.6.4.3 Vitrail

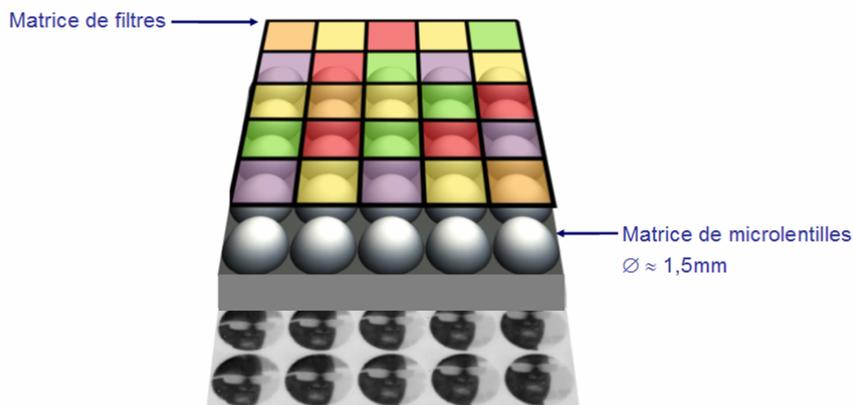


FIGURE 1.21: Schéma de l'instrument Vitrail

D'autres dispositifs d'imagerie spectrale ont vu le jour, tels que Vitrail (Figure 1.21). Le principe consiste à juxtaposer plusieurs objectifs sur un même plan focal, chaque objectif regardant la même scène, mais pour une longueur d'onde différente. Concrètement, cela se traduit en une matrice de microlentilles mise au voisinage d'une matrice de détection, au-dessus de laquelle est rajoutée une matrice de filtres pour obtenir des images multispectrales. Ce concept a d'abord été introduit dans la gamme du visible par Shogenji et al. [86]. Il a en particulier été réadapté un peu plus tard par l'ONERA dans le domaine IR, pour former la caméra multispectrale Vitrail [87, 88].

Le montage permet d'avoir des images identiques de la même scène à travers différentes fenêtres spectrales, puisque des zones entières de détecteurs sont colorisées, et associées chacune à une microlentille. Ainsi, il suffit d'évaluer l'intensité des images pour identifier, en fonction du filtre spectral considéré, les objets signés spectralement. Par ailleurs, cette architecture optique, composée de matrices de microlentilles et matrices de filtres, permet de faire de l'imagerie multispectrale en temps réel. Cela représente un réel atout pour l'observation de phénomènes évoluant rapidement dans le temps. En outre, ce concept permet un gain important en encombrement et est adaptable à d'autres types de détecteurs IR, tels que les microbolomètres.

Ce principe ouvre de larges perspectives en terme d'imageries multi- et hyperspectrale. En effet, d'autres architectures ont été mises au point, visant à filtrer spectralement au sein même du pixel le flux incident avant d'être détecté par la zone absorbante du pixel, ce qui revient à coloriser les pixels un à un avec des couleurs différentes. Cela va des cavités Fabry-Perot au-dessus des pixels [89, 90], aux structures résonnantes sub-longueur d'onde [91], en passant par les architectures faisant varier les gaps dans les jonctions P-N [4]. Cela pose des difficultés technologiques qui sont principalement liées aux dimensions très réduites imposées par la taille des pixels, typiquement de $15\mu m \times 15\mu m$. L'optique associée n'a cependant plus cette architecture optique matricielle, mais est plus conventionnelle.

Pour ce type de dispositif, il devient important d'avoir une connaissance fine du comportement spectral du pixel, afin d'optimiser les structures optiques s'y rajoutant.

1.7 Conclusion du chapitre

Le bruit spatial fixe (BSF) représente une des limites des performances des plans focaux IR, en particulier lorsqu'ils sont utilisés pour remonter à la luminance spectrale de la scène observée. Ce bruit résulte des disparités de réponse spectrale entre les pixels d'une même matrice de détecteur. Il existe des méthodes de correction de ce bruit ainsi que des modélisations de réponses spectrales d'un PFIR qui permettent de décrire le rendement quantique global de la matrice de détection.

Toutefois, ces méthodes de correction ne sont pas adaptées à certaines applications, telles que la spectrométrie IR à transformée de Fourier statique, et impliquent une perte d'information sur l'intervalle spectral autour des longueurs d'onde de coupure. En outre, en ignorant que les pixels ont leur propre signature spectrale dans la réponse mesurée, les corrections appliquées se trouvent erronées. Par ailleurs, les modèles optoélectroniques du rendement quantique d'un plan focal infrarouge ne reproduisent pas le comportement individuel des pixels, et ne permettent pas de prédire ni de comprendre les disparités constatées dans les réponses spectrales mesurées. En effet, ces modèles s'intéressent uniquement au comportement semi-conducteur du détecteur (voir Section 1.3.1), et ne prennent pas en compte les phénomènes optiques à l'intérieur de la structure du détecteur ayant lieu avant la conversion photon-électron.

Pour les dispositifs de spectrométrie à transformée de Fourier statique que nous avons décrits, la meilleure solution utilisée actuellement consiste à se servir des réponses spectrales mesurées pour inverser les interférogrammes [92]. La mesure des réponses spectrales des pixels est expliquée dans les références [93, 17]. Cependant, il persiste des incertitudes inhérentes à la mesure, en termes de connaissance et variabilité du spectre de la source du spectromètre à transformée de Fourier utilisé, et celui des éléments optiques intermédiaires.

Nous nous proposons de modéliser optiquement les réponses spectrales d'un PFIR basé sur HgCdTe, dans le but de comprendre et d'identifier l'origine physique des disparités observées entre pixels. Nous validerons par la suite notre approche sur un détecteur commercial fonctionnant dans le MWIR, et sur le cas de Microspoc. Ce dernier est un excellent cas d'application, puisqu'il offre un large choix de profils de pixels en termes d'épaisseurs de couches, et qu'il maximise les effets optiques grâce à l'absence de couche anti-reflet.

Chapitre 2

Étude des propriétés optiques du matériau HgCdTe : application à l'évaluation des inhomogénéités spectrales

Sommaire

2.1	De la jonction P-N à la couche optique HgCdTe	53
2.1.1	État de l'art des propriétés optiques du matériau HgCdTe . . .	53
2.1.2	Définition de l'indice de réfraction complexe	53
2.2	Modélisation du coefficient d'absorption du HgCdTe	54
2.2.1	Calcul de l'énergie de gap	54
2.2.2	Calcul du coefficient d'absorption à $80K$	55
2.2.3	Calcul du coefficient d'absorption à $300K$	58
2.3	Méthode de calcul basée sur les relations de Kramers-Krönig	59
2.3.1	Rappels sur les relations de Kramers-Krönig conventionnelles .	59
2.3.2	Présentation des relations simplement soustractives de Kramers-Krönig (SSKK)	60
2.3.3	Présentation des relations doublement soustractives de Kramers-Krönig (DSKK)	61
2.4	Détermination de l'indice de réfraction du HgCdTe	62
2.4.1	Choix des points de référence de l'indice de réfraction	62
2.4.2	Cas de validation à température ambiante : $300K$	63
2.4.3	Cas d'étude à basse température : $80K$	65
2.5	Évaluation de l'erreur de la méthode SSJK	67
2.5.1	Expression explicite de l'erreur de troncature de la méthode SSJK	68
2.5.2	Majoration de l'erreur de troncature de la méthode SSJK . . .	70

2.5.3	Application à des exemples de composition en Cadmium à 80K	71
2.6	Longueurs d'onde de coupure en fonction de la composition et de l'épaisseur	73
2.6.1	Simulation des longueurs d'onde de coupure	73
2.6.2	Corrélation des longueurs d'onde de coupure avec la composition et l'épaisseur	74
2.6.3	Influence de la dispersion de l'indice de réfraction sur la longueur d'onde de coupure du HgCdTe	75
2.7	Conclusion du chapitre	76

La détection du signal optique par le pixel s'effectue au sein de la jonction P-N. Pour modéliser la réponse spectrale d'un pixel, il est primordial d'avoir une connaissance suffisamment fine du comportement de cette zone absorbante, qui est également appelée *zone active*. Dans notre cas d'étude, cette zone est représentée par la couche HgCdTe. Nous nous proposons de la modéliser en une unique couche *homogène optique* avec son indice de réfraction et son épaisseur caractéristiques, dans le but de remonter à son comportement spectral.

Pour les besoins de cette modélisation, nous avons effectué une étude bibliographique sur les paramètres optiques du HgCdTe accessibles et utiles dans notre cas d'étude. Parmi ces paramètres, le coefficient d'absorption est largement utilisé dans la littérature pour la modélisation et la prédiction des performances des détecteurs HgCdTe. L'indice de réfraction du substrat (CdZnTe) est également utilisé, typiquement pour évaluer les pertes par réflexion de Fresnel (voir les travaux de Saxena et al. [94, 95]). En revanche, les effets de cavité observés sur les réponses spectrales faisant intervenir l'indice de la couche active ne sont généralement pas pris en considération dans la description du pixel.

Pour une modélisation complète du comportement spectral de la couche HgCdTe, il est nécessaire de connaître la dispersion de son indice de réfraction à la température de fonctionnement du détecteur (typiquement 80K). En effet, le rôle de cette grandeur est tout aussi déterminant que celui de l'épaisseur de la couche dans la modélisation des effets de cavité à l'intérieur de la structure.

Dans ce chapitre, nous présentons la démarche que nous avons adoptée pour évaluer les propriétés optiques de la couche active (HgCdTe), à basse température. L'objectif est d'extraire l'origine physique des disparités des longueurs d'onde de coupure, et de les relier aux paramètres technologiques de la couche. Dans un premier temps, nous détaillerons les propriétés d'absorption du HgCdTe à basse température. Puis, nous évaluerons l'indice de réfraction optique de ce matériau à 80K, car il n'est pas accessible dans la littérature. La méthode utilisée pour ce calcul est basée sur les relations de Kramers-Krönig (KK). Enfin, nous montrerons comment ces propriétés nous ont permis

d'établir un diagramme de dépendance des longueurs d'onde de coupure en fonction de la composition en Cadmium et de l'épaisseur de la couche HgCdTe.

2.1 De la jonction P-N à la couche optique HgCdTe

Nous modélisons la couche HgCdTe contenant la jonction $P - N$ en une unique couche optique supposée homogène, caractérisée par un indice de réfraction complexe et une épaisseur effective.

2.1.1 État de l'art des propriétés optiques du matériau HgCdTe

Les propriétés d'absorption optique du HgCdTe ont fait l'objet d'un nombre important d'études, dans la mesure où elles jouent un rôle essentiel dans l'évaluation du rendement quantique du détecteur [96, 97, 98, 99, 100]. L'indice de réfraction est également connu pour différentes compositions en Cadmium, à température ambiante [101]. Cependant, très peu d'études l'ont évalué à d'autres températures de fonctionnement [34, 102]. Pourtant, pour remonter au comportement spectral de la couche HgCdTe à basse température ($80K$), il est nécessaire de calculer la dispersion de l'indice de réfraction à cette température.

2.1.2 Définition de l'indice de réfraction complexe

Définissons d'abord la fréquence angulaire ω , qui sera notre principale variable de calcul. ω est la fréquence angulaire du photon de nombre d'onde σ , définie par l'équation (2.1), où c est la célérité de la lumière.

$$\omega = 2\pi c\sigma \quad (2.1)$$

Pour une couche HgCdTe, supposée homogène et isotrope, l'indice optique n est une fonction complexe de ω , définie par l'équation (2.2). Dans cette expression, les grandeurs η et κ sont les parties réelle et imaginaire de l'indice de réfraction.

$$n(\omega) = \eta(\omega) + j \cdot \kappa(\omega) \quad (2.2)$$

Dans les sections suivantes, nous montrons comment nous évaluons l'indice complexe du HgCdTe d'abord à température ambiante ($300K$), puis à basse température ($80K$), pour différentes valeurs de composition en Cadmium. Ce calcul est effectué dans les bandes spectrales au-dessus et en-dessous de l'énergie de gap, et utilise la partie imaginaire κ dont la modélisation sera présentée dans le paragraphe suivant.

2.2 Modélisation du coefficient d'absorption du HgCdTe

Le coefficient d'absorption linéique α d'une couche optique est directement lié à la partie imaginaire κ de son indice de réfraction, par l'équation (2.3).

$$\kappa(\sigma) = \frac{\alpha(\sigma)}{4\pi\sigma} \quad (2.3)$$

Ainsi, pour évaluer la partie imaginaire de l'indice de réfraction, il suffit d'évaluer le coefficient d'absorption de la couche HgCdTe. Pour cela, nous avons utilisé deux modèles, trouvés dans la littérature, correspondant aux régimes au-dessus et en-dessous de l'énergie de gap. Nous avons évalué l'énergie de transition E_T entre ces deux régimes séparément, car elle ne coïncide pas avec l'énergie de gap [103], en utilisant l'équation (2.4). Dans cette formule, α_T est le coefficient d'absorption à cette transition, exprimé en fonction de la composition en Cadmium x et de la température T en K , E_T correspond à l'énergie pour laquelle le coefficient d'absorption est égal à α_T .

$$\alpha_T(x, T) = 3.9778T - 566.4 + (-0.020366T^2 - 0.46742T + 3878.9)x \quad (2.4)$$

2.2.1 Calcul de l'énergie de gap

Pour obtenir l'énergie de gap E_g , nous avons utilisé l'équation (2.5), où E_g est exprimée en eV et T en K . Cette expression a été publiée par Seiler et al. [104], et permet de prendre en compte la variation thermique non linéaire de E_g pour des températures en-dessous de $100K$, tout en restant valable à température ambiante. Elle est applicable pour des valeurs de compositions en Cadmium telles que $0.17 < x < 0.30$, ce qui correspond à des longueurs d'ondes de coupure typiques allant du MWIR au VLWIR. Pour des températures supérieures à $100K$, cette expression est asymptotique à l'équation (1.1) de Hansen-Schmit-Casselmann (HSC) [33], utilisée communément.

$$E_g(x, T) = -0.302 + 1.93x - 0.810x^2 + 0.832x^3 + 5.35 \cdot 10^{-4} \cdot (1 - 2x) \cdot \left(\frac{-1822 + T^3}{255.2 + T^2} \right) \quad (2.5)$$

A titre illustratif, nous avons tracé la différence entre ces deux expressions de E_g en fonction du nombre d'onde équivalent σ_g ($\sigma_g = \frac{E_g}{1.24} \times 10^4$) sur la Figure 2.1. Plus précisément, nous avons représenté $\Delta\sigma_g = \sigma_{gHSC} - \sigma_{gSeiler}$ exprimé en cm^{-1} , dans le but de comparer la différence entre les deux expressions aux ordres de grandeur connus de variations de nombres d'onde de coupure dans une matrice de détecteur. On peut observer sur la Figure 2.1 que cette différence est maximale pour des températures très

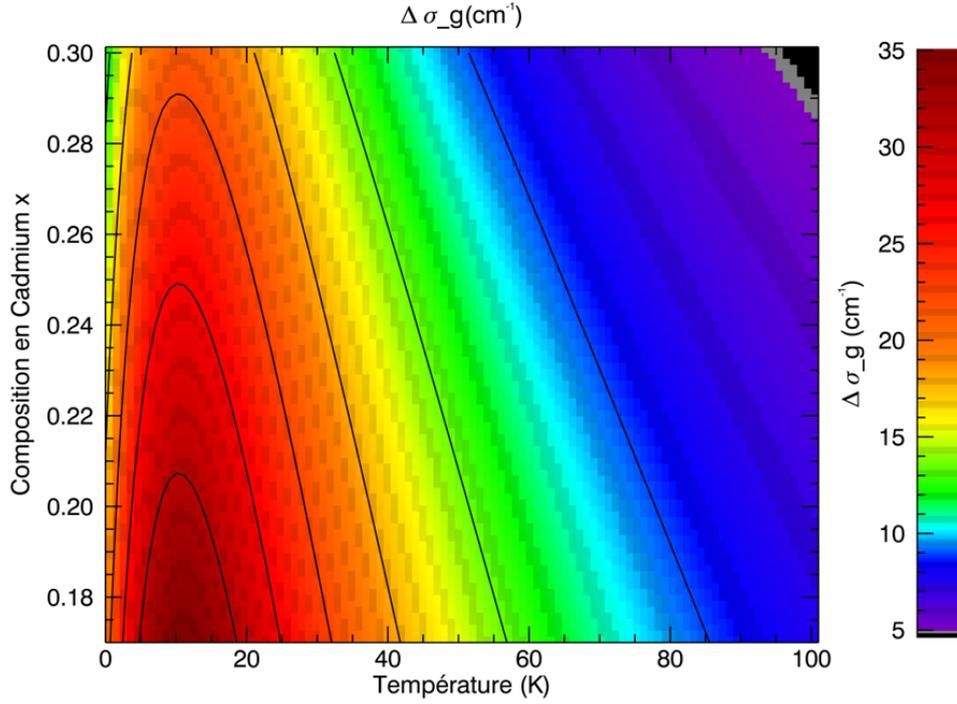


FIGURE 2.1: Différence entre les formules d'énergie de gap du $Hg_{1-x}Cd_xTe$ de Hansen-Schmit-Casselmann [33] et Seiler et al. [104], exprimée en nombre d'onde $\Delta\sigma_g$ correspondant à la différence d'énergie de gap ΔE_g

basses ($T < 20K$), et atteint $35cm^{-1}$, soit $0.32\mu m$ en différence de longueur d'onde. Cela représente une erreur importante si l'on compare ces ordres de grandeurs aux variations de longueurs d'onde de coupures usuelles trouvées dans la littérature, qui sont de l'ordre de $0.1\mu m$ dans le MWIR (voir Section 2.6.2). Dans nos applications, $x \approx 0.29$ et $T = 80K$, ce qui correspond à une erreur d'environ $8cm^{-1}$, soit $0.024\mu m$ en différence de longueur d'onde, qui est toujours comparable aux variations observées dans des détecteurs du MWIR. L'utilisation de la formule (2.5) présente un intérêt certain pour l'évaluation de l'énergie de gap dans notre approche de modélisation, étant donné que notre cas d'application concerne les basses températures.

2.2.2 Calcul du coefficient d'absorption à 80K

Pour simuler le coefficient d'absorption à basse température (80K), nous avons combiné deux modèles d'absorption. Le premier modèle est exprimé par l'équation (2.6). Il correspond au régime en-dessous de l'énergie de gap, et est extrait des travaux de Finkman et al. [99]. Comme le montre l'équation (2.6), le comportement d'absorption suit une loi exponentielle, également qualifiée de loi d'Urbach modifiée. Elle est fonction de l'énergie de photon E , de l'énergie de gap E_g , de la température T , et de la composition en Cadmium x .

$$\alpha(E < E_g) = \alpha_0 \exp \left[\frac{\sigma(E - E_0)}{T + T_0} \right] \text{cm}^{-1}$$

$$T_0 = 81.9K$$

$$E_0 = -0.3424 + 1.838xeV$$

$$\sigma = 32670(1 + x)$$

$$\alpha_0 = \exp(-18.88 + 53.61x)\text{cm}^{-1}$$
(2.6)

Par ailleurs, nous avons utilisé une expression empirique pour décrire l'absorption au-dessus de l'énergie de gap, issue des travaux de Moazzami et al. [97], donnée par l'équation (2.7). Elle présente un meilleur accord avec les mesures expérimentales de Moazzami que le modèle hyperbolique publié par Krishnamurthy et al. [105].

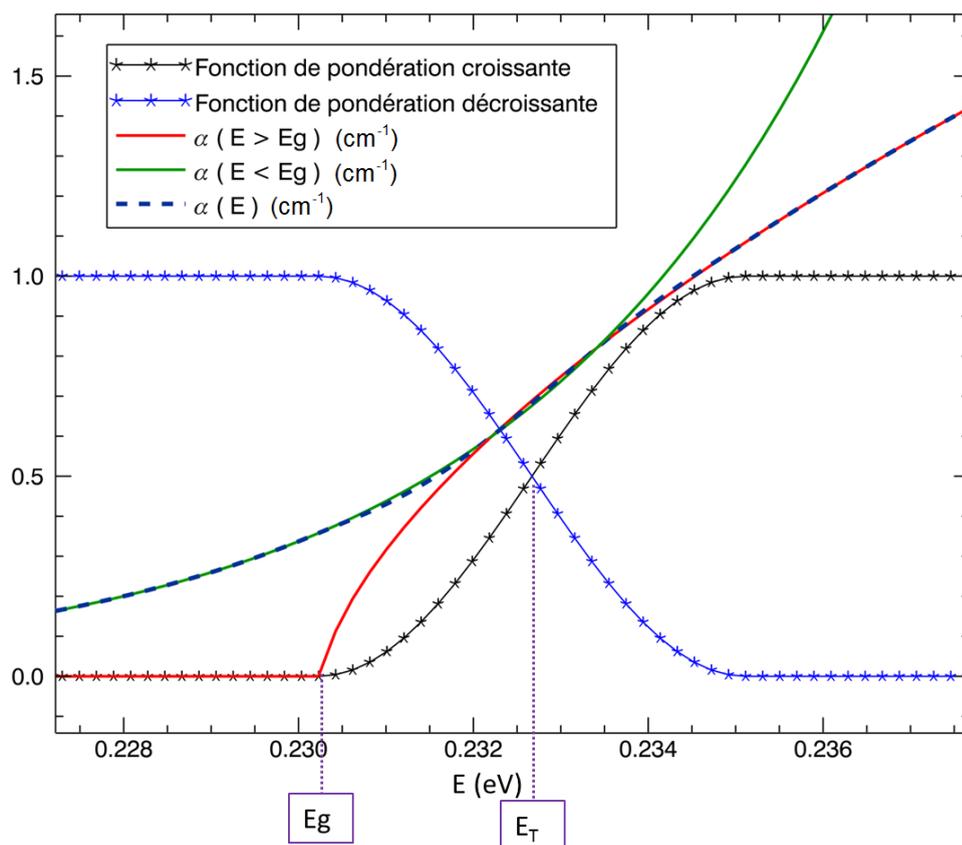


FIGURE 2.2: Coefficient d'absorption optique α de $Hg_{1-x}Cd_xTe$ simulé à 80K pour une composition $x = 0.292$

$$\alpha(E > E_g) = K \frac{(E - E_g)^n}{E}$$

$$K = -20060 + 115750x + 32.43T - 64170x^2 + 0.43231T^2 - 101.92xT$$

$$n = 0.74487 - 0.44513x + (0.000799 - 0.000757x)T$$
(2.7)

La Figure 2.2 montre le résultat obtenu en combinant les deux modèles d'absorption, et en réalisant une transition entre ces régimes à E_T via deux fonctions de pondération illustrées sur ce même graphique. Le cas illustré correspond à $x = 0.292$ et $T = 80K$, ce qui sera dans la suite notre principal cas d'étude. Comme on peut le voir, l'énergie de transition est différente de l'énergie de gap. Le coefficient d'absorption au-dessus du gap ($\alpha(E > E_g)$) a été prolongé en valeurs nulles pour des énergies inférieures à l'énergie de gap, pour des besoins de convergence de calcul, dans la mesure où on estime qu'il n'est plus valable en-dessous du gap. Le coefficient d'absorption global est obtenu par combinaison linéaire des deux régimes d'absorption, pondérée par des fonctions ad hoc, croissantes et décroissantes, notées $f_{croissante}$ et $f_{decroissante}$, comme le montre l'équation (2.8).

$$\alpha(E) = \alpha(E < E_g) \cdot f_{decroissante} + \alpha(E > E_g) \cdot f_{croissante}$$
(2.8)

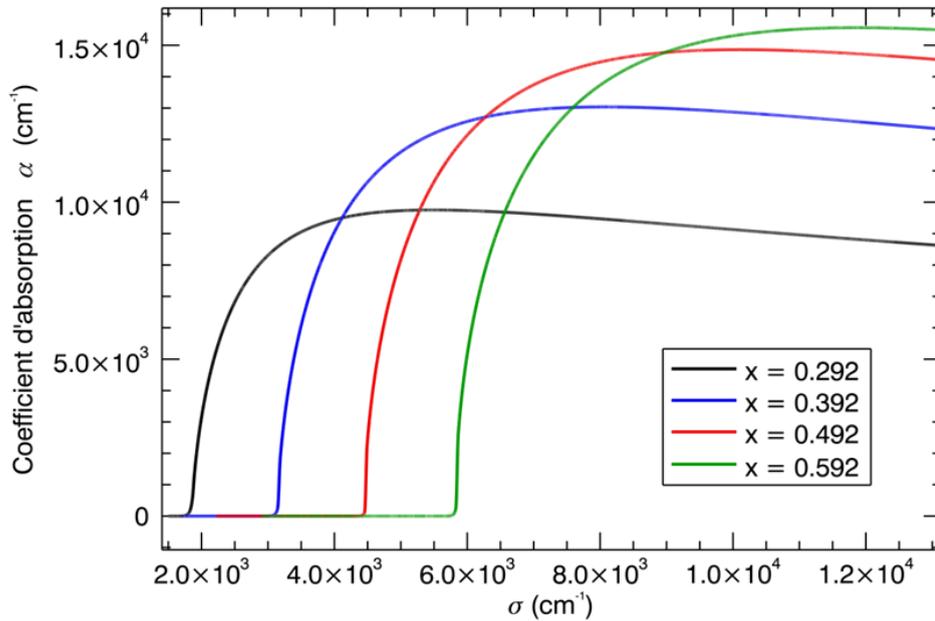


FIGURE 2.3: Coefficient d'absorption de $Hg_{1-x}Cd_xTe$ simulé à $80K$ pour différentes compositions x

La Figure 2.3 montre les coefficients d'absorption pour plusieurs compositions en Cadmium, à $80K$. On peut remarquer que le coefficient d'absorption varie en fonction de la composition autour du régime de transition (régime de coupure) ainsi que dans le régime d'absorption forte. En outre, au fur et à mesure que x augmente, la longueur d'onde de coupure diminue.

2.2.3 Calcul du coefficient d'absorption à $300K$

A température ambiante ($300K$), nous avons calculé le coefficient d'absorption de la même manière que dans le cas à $80K$, à part dans le régime au-dessus de l'énergie de gap. Nous avons décidé de vérifier la validité de l'équation (2.7), publiée par Moazzami et al. [97], dans ce régime. Pour cela, nous avons superposé ce modèle appliqué à $300K$ aux mesures expérimentales à $300K$, publiées dans la même référence, tel que nous l'avons représenté sur la Figure 2.4.

Nous précisons que, sur cette figure, ce sont les parties imaginaires de l'indice qui sont superposées, ce qui revient à comparer les coefficients d'absorption, puisque les deux grandeurs sont liées par la formule (2.3).

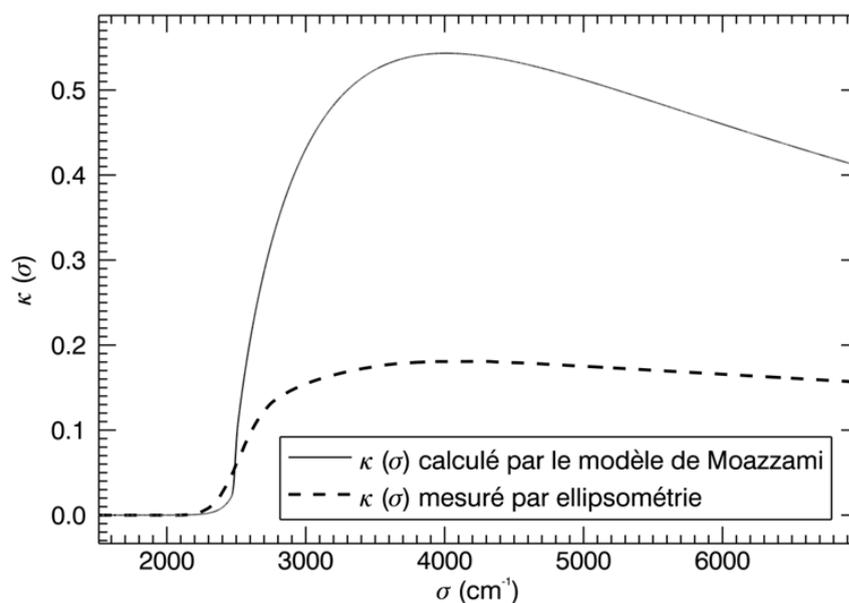


FIGURE 2.4: Superposition des parties imaginaires de l'indice de réfraction $\kappa(\sigma)$ du $HgCdTe$: une calculée et une mesurée à $300K$ pour $x = 0.310$, tirées des travaux de Moazzami et al. [97]

Nous pouvons observer clairement qu'il y a un désaccord entre les deux courbes, ce qui a été confirmé par la suite par l'équipe de recherche étant à l'origine de la publication de Moazzami et al. [97], suite à notre sollicitation.

Par conséquent, nous avons décidé de ne pas utiliser la formule (2.7) à température ambiante, et changer de source bibliographique. Nous avons choisi d'utiliser des mesures

d'absorption à température ambiante ($300K$) publiées par Daraselia et al. [101]. Celles-ci sont représentées sur la Figure 2.5, et concernent le domaine au-dessus de l'énergie de gap pour plusieurs compositions de Cadmium.

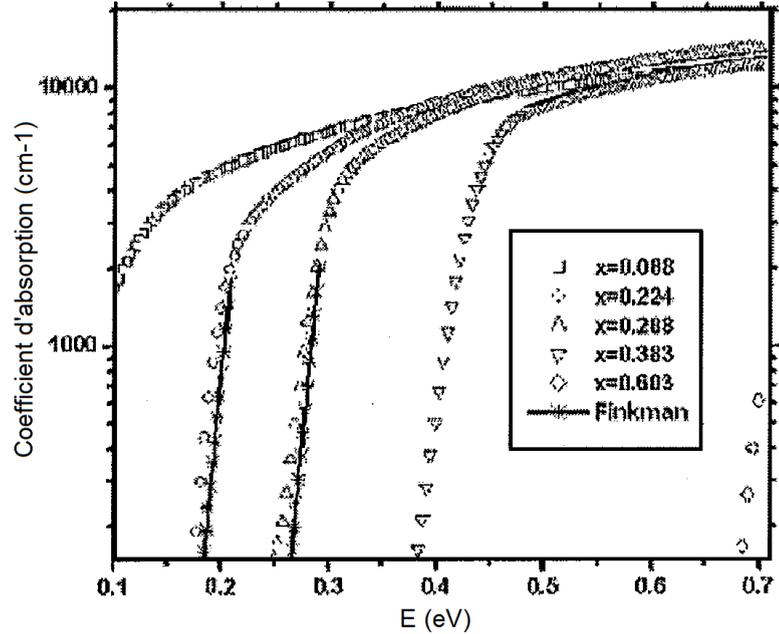


FIGURE 2.5: Modèle empirique du coefficient d'absorption de $Hg_{1-x}Cd_xTe$ à $300K$ pour différentes compositions de Cadmium x [101], superposé au modèle de Finkman et Schacham. Extrait de [99]

Une fois le coefficient modélisé dans la totalité du domaine spectral d'étude, nous allons l'utiliser pour calculer la partie réelle de l'indice de réfraction du matériau $HgCdTe$, en utilisant les relations de Kramers-Krönig.

2.3 Méthode de calcul basée sur les relations de Kramers-Krönig

Dans cette partie, nous rappelons d'abord quelques notions de base sur les relations de Kramers-Krönig. Ensuite, nous explicitons la méthode de calcul que nous avons utilisée pour extraire la dispersion de l'indice de réfraction du $HgCdTe$ d'abord à la température $300K$, pour validation, puis à $80K$ (notre cas d'étude).

2.3.1 Rappels sur les relations de Kramers-Krönig conventionnelles

Une des méthodes les plus classiquement utilisées pour déterminer la dispersion de l'indice de réfraction est celle des relations de Kramers-Krönig (KK) [106, 107]. Celles-ci permettent de relier la partie réelle et la partie imaginaire de l'indice de réfraction complexe, précédemment défini par l'équation (2.2). L'équation (2.9) représente une des

deux équations de KK, qui permet d'obtenir la partie réelle $\eta(\omega)$ de l'indice de réfraction à partir de la partie imaginaire $\kappa(\omega)$, où P correspond à la valeur principale de Cauchy. Nous précisons que l'autre équation de KK permet tout simplement de faire le chemin inverse, en déduisant la partie imaginaire de la partie réelle de l'indice.

$$\eta(\omega) = 1 + \frac{2}{\pi} P \int_0^{\infty} \frac{\omega' \cdot \kappa(\omega')}{(\omega'^2 - \omega^2)} d\omega' \quad (2.9)$$

En pratique, la principale source d'erreur provient de l'intégration sur un domaine spectral infini, alors que l'estimation se fait sur un domaine spectral fini, dans lequel la fonction intégrée est connue.

Des travaux précédents ont utilisé cette relation pour calculer l'indice de réfraction du HgCdTe à partir de mesures de transmission d'échantillons massifs (bulk) minces [108]. Une formule empirique a également été proposée, décrivant la dispersion de l'indice de réfraction dans la zone en-dessous de l'énergie de gap. Cependant, cette étude est basée uniquement sur les relations de KK classiques (équation (2.9)), et les erreurs dues au spectre fini utilisé pour le calcul intégral ne sont pas précisées.

Une autre astuce de calcul, couramment utilisée, consiste à considérer l'équation (2.10), où n_{∞} est la limite de la partie réelle de l'indice quand la fréquence ω tend vers l'infini [109, 110, 111, 112]. L'objectif est de pallier les erreurs de troncature de domaine spectral dans le calcul de l'intégrale finie. Cependant, en absence de données complémentaires sur l'indice de réfraction à la température souhaitée, la valeur de n_{∞} est difficile à estimer précisément, et peut introduire une source d'erreur supplémentaire.

$$\eta(\omega) = n_{\infty} + \frac{2}{\pi} P \int_0^{\infty} \frac{\omega' \cdot \kappa(\omega')}{(\omega'^2 - \omega^2)} d\omega' \quad (2.10)$$

Pour minimiser ces incertitudes, nous avons préféré utiliser une autre formulation des relations de KK, appelées relations de KK soustractives (SKK). Cette méthode est plus précise, puisqu'elle offre la possibilité de s'affranchir du choix de la constante n_{∞} . Nous avons choisi de l'utiliser pour calculer l'indice du HgCdTe dans la totalité du domaine spectral qui nous intéresse (au-dessus et en-dessous du gap). La méthode d'utilisation de ces équations, ainsi que les résultats obtenus, sont détaillés dans les paragraphes suivants.

2.3.2 Présentation des relations simplement soustractives de Kramers-Krönig (SSKK)

L'utilisation des relations SKK permet de réduire l'erreur due au calcul de l'intégrale sur un domaine spectral fini, à condition d'avoir au minimum un point de référence, c'est-à-dire, de connaître l'indice au minimum à une longueur d'onde donnée. Elles sont donc un moyen efficace de calcul de l'indice de réfraction.

Nous avons utilisé deux types des relations SKK: Les relations simplement soustractives de KK (SSKK), proposées par Bachrach et Brown [113], et les relations doublement soustractives de KK (DSKK), qui sont un cas particulier des relations multiplement soustractives de KK, proposées par Palmer et al. [114]. La méthode DSKK est plus précise que la méthode SSJK, mais requiert plus d'information a priori. En effet, SSJK utilise un seul point de référence de l'indice de réfraction, qui peut être situé en-dessous de l'énergie de gap, c'est-à-dire là où les mesures sont le plus souvent accessibles, car le matériau n'est pas encore totalement absorbant. La méthode DSJK nécessite, quant à elle, deux points de référence, l'un en-dessous du gap et l'autre au-dessus, pour minimiser l'erreur. Par conséquent, le choix de la méthode dépend des informations spectrales connues a priori sur l'indice recherché.

L'équation (2.11) représente une des deux relations SSJK, où $\eta(\omega_1)$ est un point de référence mesuré, représentant la partie réelle de l'indice connue a priori au nombre d'onde σ_1 ($\omega_1 = 2\pi c\sigma_1$).

$$\eta(\omega) = \eta(\omega_1) + \frac{2(\omega^2 - \omega_1^2)}{\pi} P \int_0^\infty \frac{\omega' \cdot \kappa(\omega')}{(\omega'^2 - \omega^2)(\omega'^2 - \omega_1^2)} d\omega' \quad (2.11)$$

Un des avantages des intégrales SSJK est la convergence rapide comparée à celle des relations KK conventionnelles. On peut remarquer dans les équations (2.9,2.11) que la convergence est proportionnelle à ω'^{-1} pour KK et ω'^{-3} pour SSJK. Ainsi, les relations SSJK convergent strictement plus rapidement que les intégrales KK. De plus, comme précisé plus haut, l'utilisation d'un point de référence dans SSJK permet de fixer la constante représentée par n_∞ , qui reste généralement vague dans l'utilisation des relations KK. Le point de référence $\eta(\omega_1)$ est mesuré indépendamment, et appartient au domaine spectral de calcul.

Le choix du nombre d'onde σ_1 (et donc ω_1) influe directement sur le profil de l'erreur. En effet, il est préférable de choisir ω_1 au centre du domaine spectral d'intégration, car cela permet de minimiser l'erreur par des effets de symétrie [115]. Dans notre cas, le choix de ω_1 s'est fait en fonction des mesures disponibles, tout en essayant de se rapprocher au maximum du centre de l'intervalle spectral d'intégration.

2.3.3 Présentation des relations doublement soustractives de Kramers-Krönig (DSJK)

La précision de la méthode SSJK peut être améliorée en utilisant une des relations doublement soustractives de Kramers-Krönig (DSJK). Celle-ci est explicitée par l'équation (2.12), et est similaire à la formule des relations multiplement soustractives de KK proposées par Palmer et al. [114]. Cette méthode utilise deux informations spectrales a priori représentées par les points de référence $\eta(\omega_1)$ et $\eta(\omega_2)$. ω_1 et ω_2 sont choisis de façon symétrique de part et d'autre du centre de l'intervalle spectral, toujours dans le but de minimiser l'erreur [115].

On peut voir sur l'équation (2.12) que la convergence est nécessairement plus rapide dans la méthode DSKK (en $1/\omega'^5$) par rapport à la méthode SSKK (en $1/\omega'^3$) .

$$\eta(\omega) = \frac{(\omega^2 - \omega_2^2)}{(\omega_1^2 - \omega_2^2)}\eta(\omega_1) + \frac{(\omega^2 - \omega_1^2)}{(\omega_2^2 - \omega_1^2)}\eta(\omega_2) + \frac{2}{\pi}(\omega^2 - \omega_1^2)(\omega^2 - \omega_2^2)P \int_0^\infty \frac{\omega' \cdot \kappa(\omega')}{(\omega'^2 - \omega^2)(\omega'^2 - \omega_1^2)(\omega'^2 - \omega_2^2)} d\omega' \quad (2.12)$$

Dans la section suivante, nous montrons comment nous avons appliqué ces méthodes pour évaluer l'indice du HgCdTe à 300K pour valider nos calculs, puis à 80K, ce qui correspond à notre cas d'étude.

2.4 Détermination de l'indice de réfraction du HgCdTe

Dans cette section, nous allons d'abord justifier le choix des points de référence d'indice de réfraction, qui est primordial pour la précision des calculs. Ensuite nous présenterons les dispersions d'indice obtenues à température ambiante, dans le but de valider l'emploi des relations SSKK et DSKK dans notre cas, avec ces points de référence, en comparant nos résultats aux données publiées dans la littérature. Enfin, nous appliquerons la méthode SSKK pour calculer l'indice de réfraction à 80K, ce qui correspond à la température de fonctionnement de nos détecteurs.

2.4.1 Choix des points de référence de l'indice de réfraction

Une des données les plus récentes de l'indice du HgCdTe dans la région en dessous du gap est la formule empirique (2.13), tirée de la référence [102], publiée en 2011. Dans cette équation, les paramètres ont été obtenus par ajustement avec des résultats expérimentaux publiés dans les références [99, 116].

$$\eta(\lambda, T) = \sqrt{A + \frac{B}{(1 - (C/\lambda)^2)} + D\lambda^2}$$

$$A = 13.173 - 9.852x + 2.909x^2 + 10^{-3}(300 - T)$$

$$B = 0.83 - 0.246x - 0.0961x^2 + (8 \cdot 10^{-4})(300 - T)$$

$$C = 6.706 - 14.437x + 8.531x^2 + (7 \cdot 10^{-4})(300 - T)$$

$$D = 1.953 \cdot 10^{-4} - 0.00128x + (1.853 \cdot 10^{-4})x^2 \quad (2.13)$$

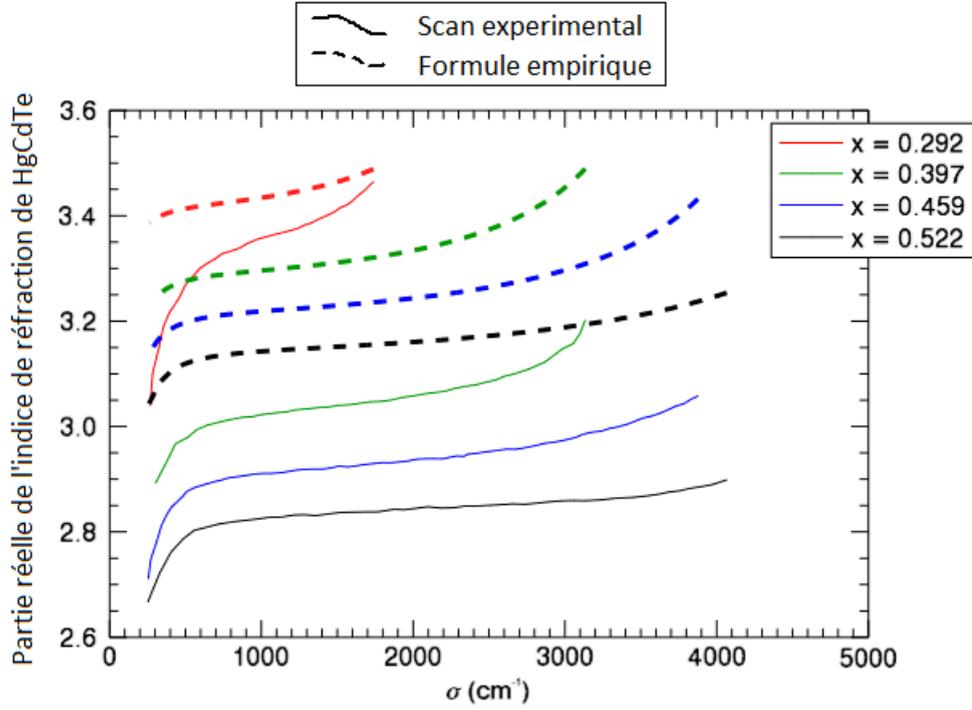


FIGURE 2.6: Dispersion de l'indice de réfraction du $Hg_{1-x}Cd_xTe$, calculée avec la formule empirique (2.13) [102] à $80K$ pour différentes compositions en Cadmium x , superposée aux mesures expérimentales de Kucera et al. [100]

Cependant, lorsque nous l'avons comparée aux données expérimentales publiées par Kucera et al. [100], nous avons observé un désaccord important aussi bien à basse température ($80K$) qu'à température ambiante ($300K$). Ceci est illustré sur les Figures 2.6 et 2.7.

On peut remarquer sur ces courbes que la formule empirique est adaptée au cas $x = 0.292$ et $T = 300K$. Pour les autres cas, il est clair que ce modèle ne convient pas. C'est pourquoi, pour extraire les points de référence de l'indice de réfraction, nous avons opté pour deux données de la littérature : les données expérimentales de Kucera et al. [100] pour le cas à $80K$, et le modèle de Daraselia [101] pour le cas à $300K$. Ce dernier reprend d'ailleurs la forme des courbes expérimentales de Kucera [100]. Nous allons présenter dans les paragraphes suivants la démarche adoptée pour les cas de température cités.

2.4.2 Cas de validation à température ambiante : $300K$

Nous avons appliqué la méthode SSKK à température ambiante ($300K$) afin de la valider par comparaison au modèle d'indice de réfraction du $HgCdTe$ publié par Daraselia [101].

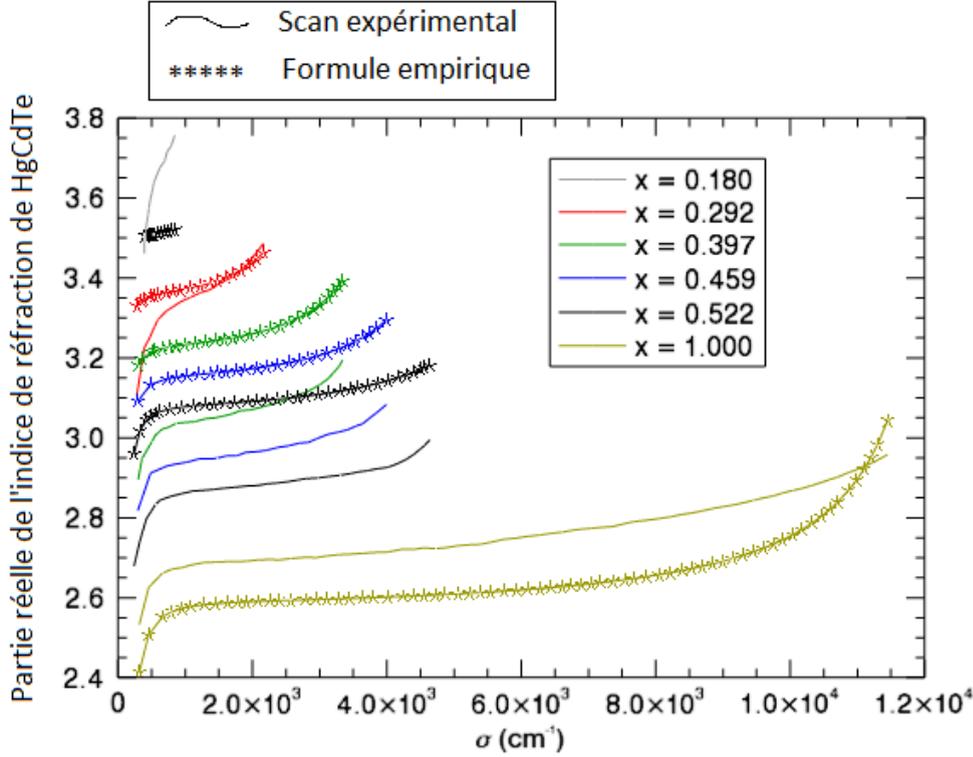


FIGURE 2.7: Dispersion de l'indice de réfraction du $Hg_{1-x}Cd_xTe$ calculée avec la formule empirique (2.13) [102] à $300K$ pour différentes compositions en Cadmium x , superposée aux mesures expérimentales de Kucera et al. [100]

La Figure 2.8 montre les courbes obtenues en appliquant la méthode SSKK à $300K$ pour différentes compositions en Cadmium, superposées à celles du modèle de Daraselia. Les points de référence ont d'ailleurs été choisis dans les courbes du modèle de Daraselia, spécifiquement avant l'énergie de gap, afin d'obtenir un résultat comparable à celui du cas à basse température. Nous évaluons l'erreur de cette méthode de calcul pour chaque composition x dans la section 2.5.

En comparaison avec le modèle de Daraselia, la partie gauche de l'indice de réfraction calculé ne décroît pas suffisamment rapidement. Dans nos calculs, nous avons pourtant utilisé le coefficient d'absorption publié dans cette même référence [101], dans le régime au-dessus de l'énergie de gap. Cette différence peut s'expliquer tout d'abord par l'imprécision sur la partie imaginaire de l'indice aux faibles énergie. En effet, nous avons utilisé un autre modèle pour cette région du spectre d'absorption, précisé à la section 2.2.3. Daraselia, en revanche, n'utilise pas de modèle d'absorption pour les énergies inférieures au gap, et force la dispersion de l'indice de réfraction à s'approcher de la forme des courbes publiées par Kucera [100]. De plus, l'écart peut également provenir des erreurs de troncature dues au calcul intégral sur un domaine spectral fini.

Comme expliqué précédemment, la méthode DSKK est plus précise que la méthode SSKK car elle utilise deux points de référence au lieu d'un. Nous l'avons alors appliquée pour calculer l'indice de réfraction du $HgCdTe$ à $300K$. Les dispersions d'indice

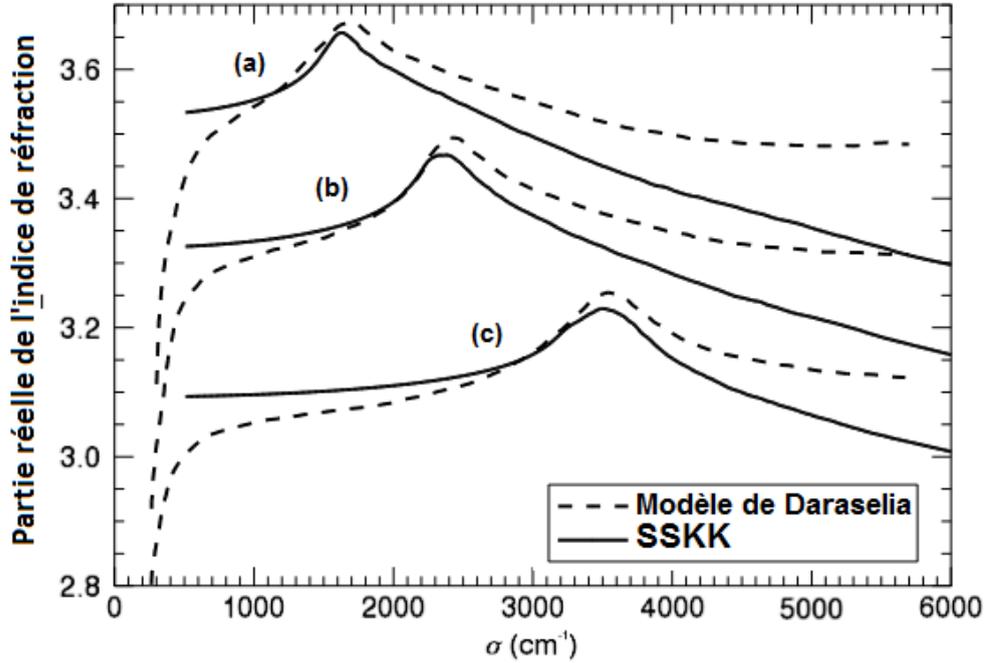


FIGURE 2.8: Dispersion de l'indice de réfraction du $Hg_{1-x}Cd_xTe$ calculées par la méthode SSKK à $300K$ pour différentes compositions en Cadmium, superposée au modèle de Daraselia [101]: (a) $x = 0.224, \sigma_1 = 1146.3cm^{-1}$; (b) $x = 0.29, \sigma_1 = 2081.6cm^{-1}$; (c) $x = 0.383, \sigma_1 = 2916.4cm^{-1}$.

obtenues sont tracées sur la Figure 2.9. On peut remarquer que la méthode DSJK est naturellement plus précise que SSKK, puisque les courbes obtenues sont plus fidèles à celles du modèle de Daraselia. Cependant, les courbes simulées par la méthode DSJK ne décroissent pas suffisamment rapidement pour des nombres d'onde inférieurs à $1000cm^{-1}$ comme celles du modèle de Daraselia. Cela est dû à un manque d'information sur le coefficient d'absorption dans cette gamme spectrale. Néanmoins, ce désaccord n'est pas gênant dans notre cas, puisque le domaine spectral d'étude est restreint aux nombres d'onde supérieurs à $1800cm^{-1}$.

2.4.3 Cas d'étude à basse température : $80K$

Bien que la méthode DSJK soit plus précise que la méthode SSKK, nous ne l'avons pas utilisée pour le calcul de l'indice de réfraction à $80K$. En effet, la méthode DSJK exige de connaître un second point de référence au-delà de l'énergie de gap, qui n'était pas disponible dans la littérature. Au-delà de l'énergie de gap, le matériau devient fortement absorbant, et il n'existe pas de données publiées mesurant la dispersion de l'indice de réfraction à $80K$, à notre connaissance. En conséquence, nous avons appliqué uniquement la méthode SSKK à basse température, en utilisant un seul point de référence, extrait des mesures expérimentales en dessous du gap publiées par Kucera et al. [100].

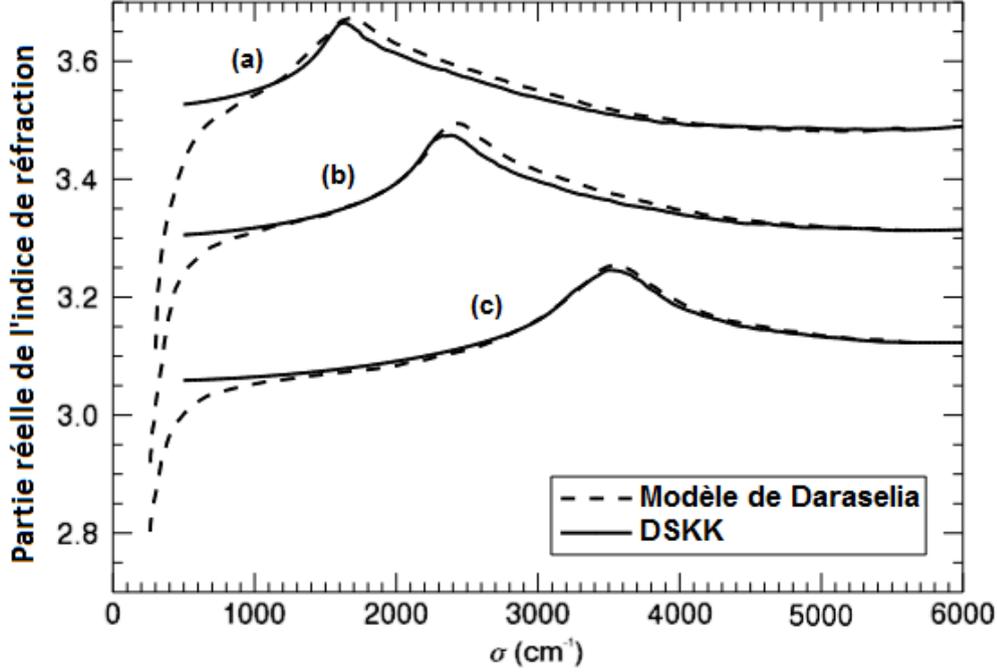


FIGURE 2.9: Dispersion de l'indice de réfraction du $Hg_{1-x}Cd_xTe$ calculées par la méthode DSKK à $300K$ pour différentes compositions en Cadmium, superposée au modèle de Daraselia [101]: (a) $x = 0.224, \sigma_1 = 1146.3cm^{-1}, \sigma_2 = 5657cm^{-1}$; (b) $x = 0.29, \sigma_1 = 2081.6cm^{-1}, \sigma_2 = 5625.2cm^{-1}$; (c) $x = 0.383, \sigma_1 = 2916.4cm^{-1}, \sigma_2 = 5670cm^{-1}$.

Les résultats de ce calcul sont tracés dans les Figures 2.10 et 2.11, pour différentes compositions de Cadmium, superposées aux mesures d'indice de réfraction à $80K$ de Kucera et al. [100].

Comme on peut le voir, on obtient un bon accord entre les courbes calculées, et l'indice de réfraction mesuré. On souligne tout de même que les courbes calculées et expérimentales ne coïncident pas parfaitement, en particulier dans les Figures 2.10.(b) et 2.11.(c). Cela peut être expliqué par d'éventuelles erreurs de mesure, ainsi que des erreurs dans la méthode de calcul SSKK. De plus, la qualité et la pureté du matériau $HgCdTe$ considéré pour la mesure peuvent influencer sur le profil de l'indice mesuré. Il est également intéressant de remarquer la variation de σ_g , qui est le nombre d'onde équivalent à l'énergie de gap E_g , en fonction de la composition en Cadmium x . Plus la composition augmente, et moins le matériau laisse passer les grandes longueurs d'onde, et donc plus la coupure se rapproche du SWIR. Nous avons listé les valeurs d'indice pour chaque composition en Cadmium dans le Tableau 2.1.

Dans la section suivante, nous évaluons les erreurs de troncature dues à la méthode SSKK.

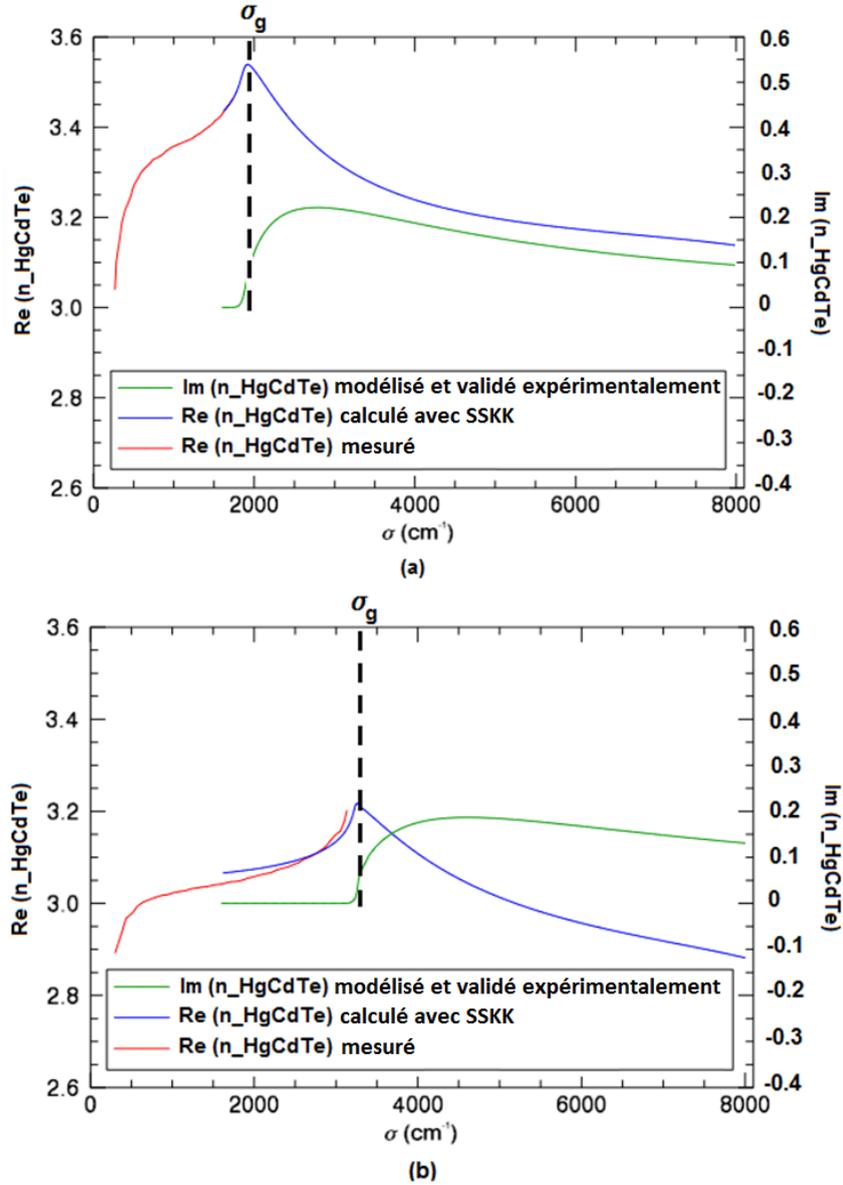


FIGURE 2.10: Dispersion de l'indice de réfraction du $Hg_{1-x}Cd_xTe$ calculées par la méthode SSKK à $80K$ pour différentes compositions en Cadmium, superposée aux mesures expérimentales [100]: (a) $x = 0.292, \sigma_1 = 1677.5cm^{-1}$; (b) $x = 0.397, \sigma_1 = 2761cm^{-1}$.

2.5 Évaluation de l'erreur de la méthode SSKK

Afin d'évaluer la précision de la méthode SSKK, nous nous proposons d'évaluer l'erreur de troncature, induite par l'intégration sur un spectre fini. Pour cela, nous allons expliquer la méthode que nous avons adoptée pour calculer l'erreur, ainsi que les hypothèses simplificatrices.

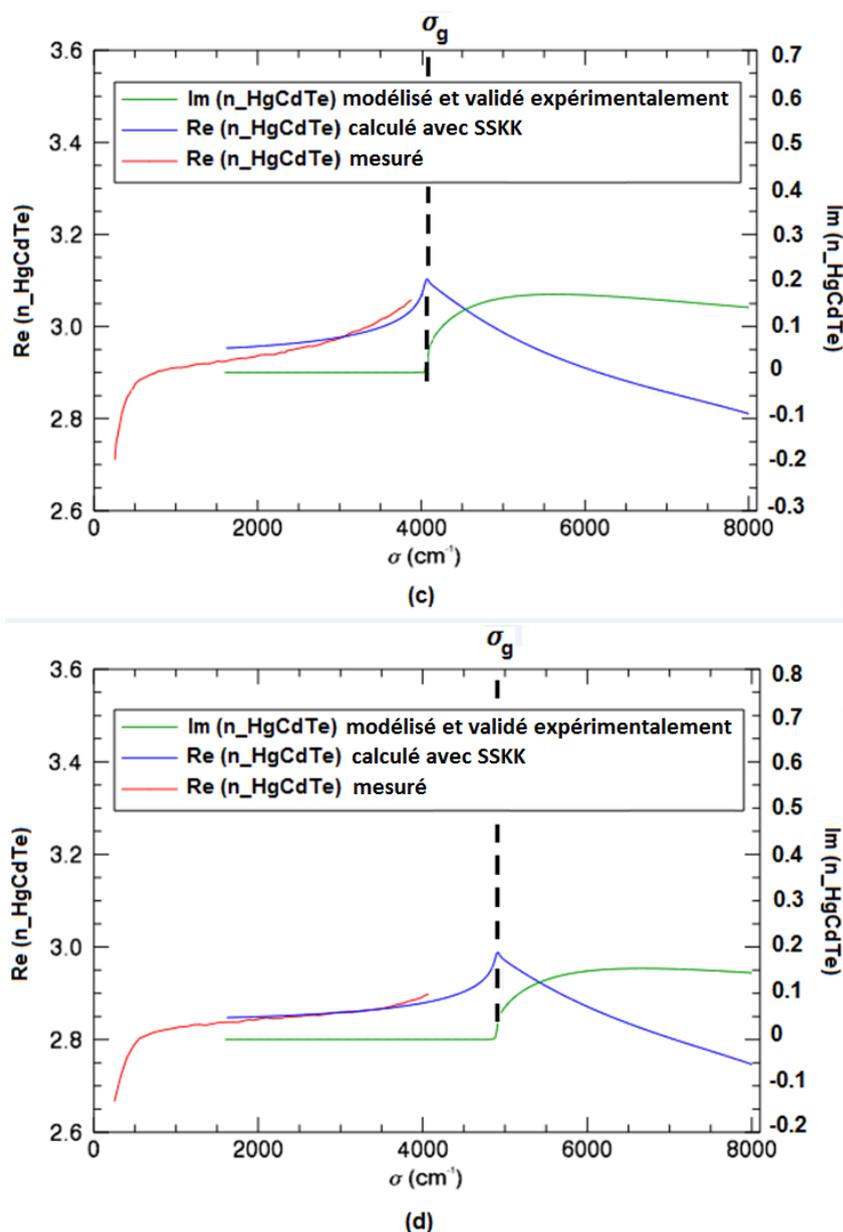


FIGURE 2.11: Dispersion de l'indice de réfraction du $Hg_{1-x}Cd_xTe$ calculées par la méthode SSKK à $80K$ pour différentes compositions en Cadmium, superposée aux mesures expérimentales [100]: (c) $x = 0.459, \sigma_1 = 3068.9cm^{-1}$; (d) $x = 0.522, \sigma_1 = 2900.7cm^{-1}$.

2.5.1 Expression explicite de l'erreur de troncature de la méthode SSKK

La formule de la méthode SSKK est donnée par l'équation (2.14), où $\eta(\omega)$ représente la partie réelle de l'indice de réfraction, $\kappa(\omega)$ est la partie imaginaire de l'indice, liée au coefficient d'absorption, et $\eta(\omega_1)$ le point de référence mesuré. Ce point représente la

	x = 0.292	x = 0.397	x = 0.459	x = 0.522
λ (μm)	Indice	Indice	Indice	Indice
1.6	3.169	2.946	2.895	2.852
1.8	3.183	2.978	2.940	2.910
2.0	3.198	3.012	2.987	2.972
2.2	3.213	3.049	3.036	2.907
2.4	3.229	3.088	3.086	2.885
2.6	3.247	3.128	3.030	2.874
2.8	3.267	3.168	3.003	2.868
3.0	3.287	3.206	2.989	2.863
3.2	3.309	3.159	2.981	2.860
3.4	3.331	3.126	2.975	2.858
3.6	3.355	3.110	2.970	2.856
3.8	3.380	3.100	2.967	2.854
4.0	3.405	3.093	2.965	2.853
4.2	3.430	3.087	2.962	2.852
4.4	3.456	3.083	2.961	2.851
4.6	3.481	3.079	2.959	2.851
4.8	3.506	3.077	2.958	2.850
5.0	3.527	3.074	2.957	2.849
5.2	3.542	3.072	2.956	2.849
5.4	3.520	3.071	2.955	2.849
5.6	3.481	3.069	2.955	2.848
5.8	3.459	3.068	2.954	2.848
6.0	3.445	3.067	2.954	2.848
6.2	3.435	3.066	2.953	2.847
6.4	3.427	3.065	2.953	2.847
6.6	3.421	3.064	2.952	2.847

TABLE 2.1: Indice de réfraction du $Hg_{1-x}Cd_xTe$ à 80K pour différentes compositions en Cadmium x

partie réelle de l'indice de réfraction connu a priori à la fréquence ω_1 , où ω_1 et le nombre d'onde σ_1 sont liés par $\omega_1 = 2\pi c\sigma_1$.

$$\eta(\omega) = \eta(\omega_1) + \frac{2}{\pi}(\omega^2 - \omega_1^2)P \int_0^\infty \frac{\omega' \cdot \kappa(\omega')}{(\omega'^2 - \omega^2)(\omega'^2 - \omega_1^2)} d\omega' \quad (2.14)$$

En pratique, l'intégrale donnée par l'équation (2.14) est calculée sur un domaine spectral fini, noté $[\omega_{min}, \omega_{max}]$, dans lequel la fonction κ est connue.

Ainsi, l'erreur que l'on commet en tronquant cette intégrale est exprimée par $E(\omega)$ dans l'équation (2.15).

$$E(\omega) = \frac{2}{\pi}(\omega^2 - \omega_1^2)P \left[\int_0^{\omega_{min}} \frac{\omega' \cdot \kappa(\omega')}{(\omega'^2 - \omega^2)(\omega'^2 - \omega_1^2)} d\omega' + \int_{\omega_{max}}^{\infty} \frac{\omega' \cdot \kappa(\omega')}{(\omega'^2 - \omega^2)(\omega'^2 - \omega_1^2)} d\omega' \right] \quad (2.15)$$

2.5.2 Majoration de l'erreur de troncature de la méthode SSKK

On suppose que $\kappa(\omega)$ devient négligeable pour $\omega < \omega_{min}$, à partir du moment où ω_{min} est en dessous de la fréquence de coupure. L'erreur de troncature peut alors être approximée par l'équation (2.16).

$$E(\omega) = \frac{2}{\pi}(\omega^2 - \omega_1^2)P \int_{\omega_{max}}^{\infty} \frac{\omega' \cdot \kappa(\omega')}{(\omega'^2 - \omega^2)(\omega'^2 - \omega_1^2)} d\omega' \quad (2.16)$$

De plus, on approche le terme $\omega \cdot \kappa(\omega)$ par l'équation (2.17), pour $\omega > \omega_{max}$, où Q et ρ sont des constantes.

$$\omega \cdot \kappa(\omega) = \frac{Q}{\omega^\rho} \quad (2.17)$$

Q et ρ sont déterminés à l'aide d'un ajustement logarithmique de la forme extrapolée de $\omega \cdot \kappa(\omega)$.

Dans la plage $[\omega_{max}, +\infty[$ la fonction $g(\omega) = \frac{Q}{\omega^\rho}$ est majorée par $\frac{Q}{\omega_{max}^\rho}$. Par conséquent, l'erreur de troncature est majorée par $E_{Max}(\omega)$ définie par l'équation (2.18), où $f(\omega')$ est définie par l'équation (2.19), positive par construction.

$$E_{Max}(\omega) = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{Q}{\omega_{max}^\rho} (\omega^2 - \omega_1^2)P \int_{\omega_{max}}^{\infty} f(\omega') d\omega' \quad (2.18)$$

$$f(\omega') = \frac{1}{(\omega'^2 - \omega^2)(\omega'^2 - \omega_1^2)} \quad (2.19)$$

Pour le calcul de l'intégrale, nous avons utilisé la décomposition en éléments simples de la fonction f , explicitée par l'équation (2.20).

$$f(\omega') = \frac{1}{2(\omega^2 - \omega_1^2)} \left[\frac{1}{\omega(\omega' - \omega)} - \frac{1}{\omega(\omega' + \omega)} - \frac{1}{\omega_1(\omega' - \omega_1)} + \frac{1}{\omega_1(\omega' + \omega_1)} \right] \quad (2.20)$$

Une primitive de f est F , exprimée par l'équation (2.21).

$$F(\omega') = \frac{1}{2(\omega^2 - \omega_1^2)} \left[\frac{1}{\omega} \ln \left(\frac{\omega' - \omega}{\omega' + \omega} \right) - \frac{1}{\omega_1} \ln \left(\frac{\omega' - \omega_1}{\omega' + \omega_1} \right) \right] \quad (2.21)$$

On peut remarquer que F tend vers zero quand $\omega' \rightarrow +\infty$. Ainsi, E_{Max} peut s'exprimer en fonction de σ , suivant l'équation (2.22).

$$E_{Max}(\sigma) = \frac{1}{2\pi^2 c} \cdot \frac{Q}{(2\pi c \sigma_{max})^\rho} \times \left[\frac{1}{\sigma_1} \ln \left(\frac{\sigma_{max} - \sigma_1}{\sigma_{max} + \sigma_1} \right) - \frac{1}{\sigma} \ln \left(\frac{\sigma_{max} - \sigma}{\sigma_{max} + \sigma} \right) \right] \quad (2.22)$$

Dans le paragraphe suivant, nous évaluons l'erreur relative de troncature maximale dans les cas de composition en Cadmium étudiés à 80K.

2.5.3 Application à des exemples de composition en Cadmium à 80K

La Figure 2.12 illustre le résultat de l'approximation linéaire de $\ln[\sigma \cdot \kappa(\sigma)]$ en fonction de $\ln[\sigma]$, pour les cas de composition en Cadmium étudiés à 80K.

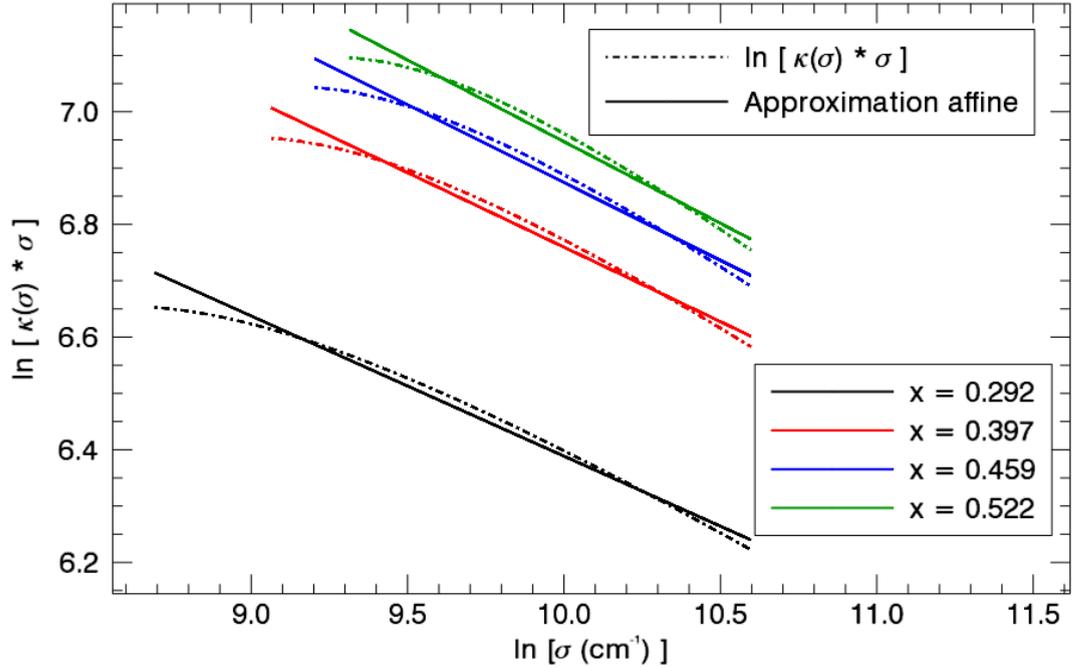


FIGURE 2.12: Approximation affine de $\ln[\sigma \cdot \kappa(\sigma)]$ en fonction de $\ln[\sigma]$ pour différentes compositions de Cadmium à la température $T = 80K$

Dans les cas des compositions considérées, les valeurs obtenues lors de l'approximation logarithmique pour les constantes Q et α sont précisées dans le tableau 2.2, avec $\sigma_{max} =$

x	σ_1 (cm^{-1})	ρ	Q	$E_{relative}(\sigma = 6000 cm^{-1})$
0,292	1677,5	0,249	$8,65 \cdot 10^{17}$	0,54%
0,397	2761,0	0,264	$2,19 \cdot 10^{18}$	0,77%
0,459	3068,9	0,276	$3,77 \cdot 10^{18}$	0,85%
0,522	2900,7	0,290	$6,57 \cdot 10^{18}$	0,97%

TABLE 2.2: Constantes Q et ρ obtenues lors de l'ajustement logarithmique de $\sigma \cdot \kappa(\sigma)$ pour chaque composition en Cadmium x , et erreurs relatives engendrées, à $T = 80K$

$8000cm^{-1}$. En outre, les valeurs des nombres d'onde des points de référence σ_1 sont listées, ainsi que l'erreur relative maximale engendrée à $6000cm^{-1}$.

L'erreur de troncature relative induite par la méthode SSKK est majorée par $E_{relative}(\sigma)$ exprimée par l'équation (2.23), et représentée sur la Figure 2.13 pour différentes compositions.

$$E_{relative}(\sigma) = \frac{E_{Max}(\sigma)}{\eta(\sigma)} \quad (2.23)$$

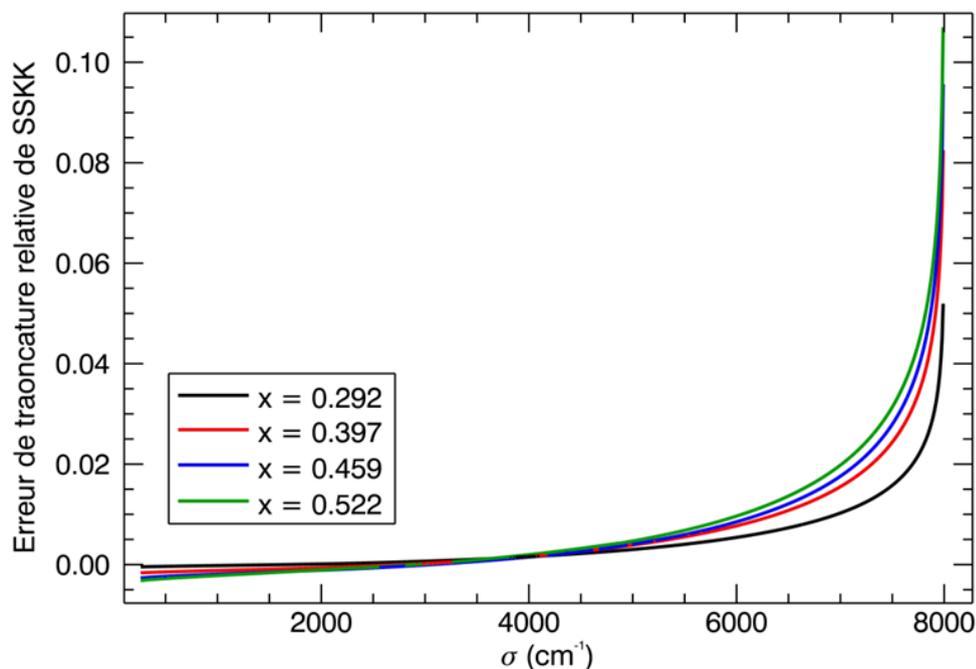


FIGURE 2.13: Évolution spectrale de l'erreur de troncature relative maximale $E_{relative}$ de la méthode SSKK pour différentes compositions de Cadmium à la température $T = 80K$

Étant donné que la bande spectrale qui nous intéresse se situe entre $1800cm^{-1}$ et $6000cm^{-1}$, les valeurs $E_{relative}$ répertoriées sur le tableau 2.2 sont inférieures à 1%, ce qui est acceptable pour nos applications.

Notons que, dans ce calcul, nous n'avons pas pris en compte la nature et la qualité de la couche HgCdTe, car nous avons jugé que le degré de précision atteint par notre méthode de calcul était suffisant pour notre étude. Différentes sources d'erreur sur l'indice de réfraction peuvent provenir des éventuels défauts et impuretés au sein de la couche HgCdTe, suivant la qualité et la maturité de la technique de croissance.

En résumé, nous avons évalué l'indice de réfraction de la couche active à la température de fonctionnement de nos détecteurs ($80K$), étant donné qu'il n'était pas accessible dans la littérature. Cette étape est cruciale pour évaluer l'impact de la couche HgCdTe sur la réponse spectrale globale du pixel.

Nous allons montrer dans la section suivante qu'à partir de la simulation d'une couche optique HgCdTe, il est possible d'extraire la dépendance de la longueur d'onde de coupure de la couche en fonction de son épaisseur et sa composition en Cadmium. L'objectif de ce dernier volet de notre étude est d'être capable de faire le lien entre les paramètres technologiques de la couche active HgCdTe et son comportement spectral.

2.6 Longueurs d'onde de coupure en fonction de la composition et de l'épaisseur

La connaissance de la dispersion de l'indice de réfraction permet de simuler le comportement spectral d'une couche HgCdTe. On veut en particulier modéliser et comprendre les non-uniformités spatiales entre les pixels, qui sont à l'origine du bruit spatial fixe [61]. Ces inhomogénéités sont indépendantes du temps et sont dues en partie aux disparités de longueur d'onde de coupure, précédemment évoquées au chapitre I. Dans cette section, nous allons extraire la dépendance des longueurs d'onde de coupure en fonction des paramètres technologiques de la couche HgCdTe, à savoir : l'épaisseur et la composition en Cadmium.

2.6.1 Simulation des longueurs d'onde de coupure

Nous avons simulé la réponse spectrale d'une couche de HgCdTe, en effectuant un calcul classique du flux absorbé à travers une couche optique caractérisée par son indice et son épaisseur [117]. Nous avons alors obtenu une réponse spectrale pour chaque couple d'épaisseur et de composition en Cadmium. Plus de précisions sur la modélisation de cette réponse seront apportées au chapitre 3. Enfin, nous avons extrait de chaque réponse spectrale la longueur d'onde de coupure. Pour cela, nous avons utilisé la définition classique trouvée dans la littérature, correspondant à la longueur d'onde à laquelle la réponse spectrale chute de 50% de sa valeur maximale [35]. Les variations de longueur d'onde de coupure obtenues en fonction de la composition en Cadmium et de l'épaisseur en HgCdTe sont représentées sur la Figure 2.14.

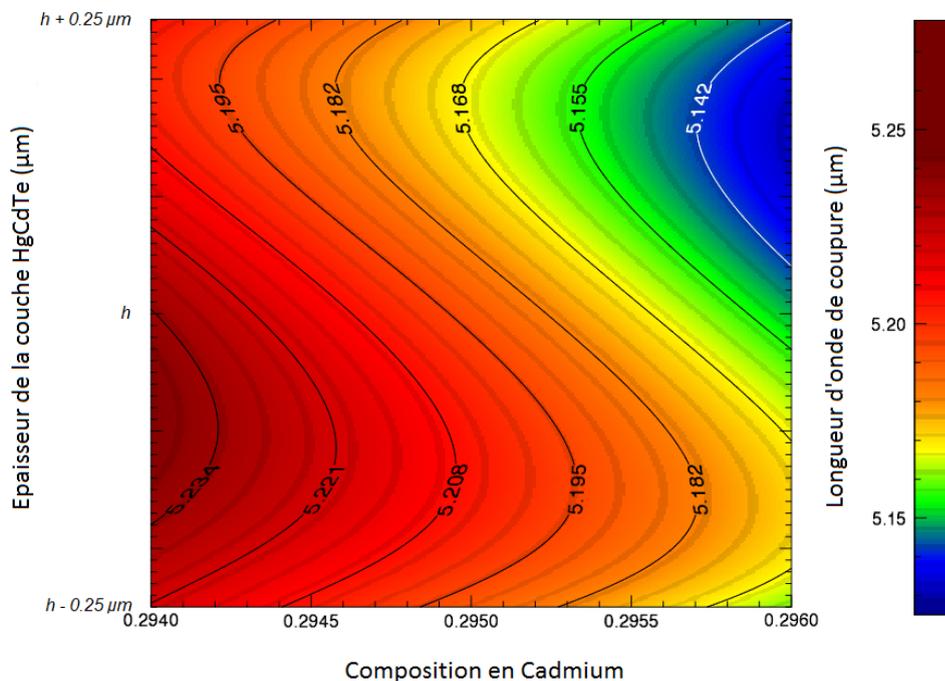


FIGURE 2.14: Évolution de la longueur d'onde de coupure en fonction de l'épaisseur de la couche HgCdTe et de la composition en Cadmium dans le MWIR, à 80K

2.6.2 Corrélation des longueurs d'onde de coupure avec la composition et l'épaisseur

A partir de cette dépendance bidimensionnelle des longueurs d'ondes de coupure en fonction de l'épaisseur et de la composition en Cadmium de la couche HgCdTe, il est possible d'évaluer les inhomogénéités d'un procédé technologique donné.

Parmi les techniques d'épitaxie les plus utilisées pour la croissance du HgCdTe, l'épitaxie en phase liquide (EPL) est la technologie la plus mature [35]. Nous allons donc évaluer les disparités en longueur d'onde de coupure inhérentes à cette technique, à partir de disparités d'épaisseur et de composition publiées dans la littérature, à titre illustratif.

Les disparités en composition pour la technologie EPL ont été publiées dans la référence [27]. Elles sont inférieures à 0.002 autour de la composition en Cadmium moyenne pour la région du MWIR ($x = 0.295$) [35].

D'autre part, nous avons considéré des variations d'épaisseur en HgCdTe de $\pm 0.25 \mu\text{m}$ au-dessus et en-dessous d'une épaisseur de couche moyenne h , publiées dans la référence [40], pour une technologie EPL récente développée au CEA-LETI.

Comme on peut le voir sur la Figure 2.14, les longueurs d'onde de coupure sont tout autant sensibles à l'épaisseur qu'à la composition en Cadmium. On remarque en particulier qu'une variation maximale en x cause une disparité spectrale maximale de

$\Delta\lambda_c = 0.07\mu m$, alors qu'une variation maximale en épaisseur cause une disparité de $\Delta\lambda_c = 0.04\mu m$. On peut également noter que la dépendance de la longueur d'onde de coupure en fonction de x est comparable à celle publiée dans la référence [35]. On en déduit que le contrôle de l'épaisseur de la couche HgCdTe est tout aussi crucial que celui de la composition en Cadmium, afin de réduire les non-uniformités spectrales de la matrice de détection.

Les plages de non-uniformité employées pour cette étude comparative ont été tirées de la littérature, et ne sont utilisées qu'à but illustratif dans le cas de la croissance par EPL. Pour déduire les variabilités dues à une technologie de croissance particulière, il est nécessaire d'évaluer au préalable ses plages de variation d'épaisseur et de composition, pour en déduire leur impact sur les longueurs d'onde de coupure.

Rappelons que, pour réaliser ces simulations, nous nous sommes servis uniquement des propriétés optiques du HgCdTe. Nous allons montrer dans le paragraphe suivant la nécessité de connaître la dispersion de l'indice de réfraction pour évaluer le comportement spectral de la couche HgCdTe autour de la zone de coupure. Cela nous permet de justifier, a posteriori, cette étude.

2.6.3 Influence de la dispersion de l'indice de réfraction sur la longueur d'onde de coupure du HgCdTe

Dans cette partie, nous allons mettre en évidence l'importance d'une connaissance précise du profil de dispersion de l'indice de réfraction dans les conditions de mesure, afin d'évaluer correctement la longueur d'onde de coupure d'une couche HgCdTe. On peut, de manière intuitive, comprendre que l'indice de réfraction est important dans le comportement optique de la couche HgCdTe, en particulier pour décrire des effets de cavités à l'intérieur de cette couche.

Nous avons représenté sur la Figure 2.15 la superposition de deux réponses spectrales simulées à $x = 0.292$ et $T = 80K$. Une des réponses tient compte de la dispersion de l'indice du HgCdTe, calculée dans la Section 2.4.3, alors que l'autre réponse ne prend en compte qu'une valeur constante de l'indice, tirée de la référence précédemment publiée par Kucera et al. [100].

On observe clairement une différence dans la forme des réponses spectrales, en particulier autour des longueurs d'onde de coupure. L'écart en longueur d'onde de coupure entre les deux réponses est évalué à $\Delta\lambda_c = 0.09\mu m$, ce qui est comparable aux variations maximales induites par des disparités d'épaisseur et de composition d'une technologie de croissance EPL. Ainsi, il est essentiel de connaître la dispersion de l'indice de réfraction afin d'évaluer correctement le comportement spectral de la couche HgCdTe.

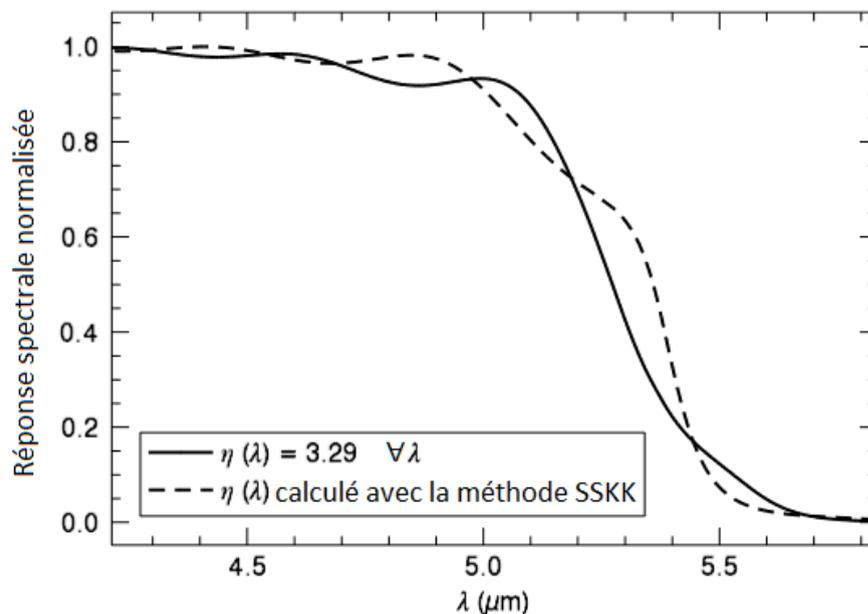


FIGURE 2.15: Modélisation des réponses spectrales pour différentes valeurs de l'indice de réfraction du HgCdTe dans la région du MWIR, à 80K

2.7 Conclusion du chapitre

Pour évaluer le comportement spectral d'une couche HgCdTe, il nous était nécessaire de calculer son indice de réfraction à la température de fonctionnement du détecteur (80K), qui n'était pas disponible dans la littérature. Pour cela, nous avons utilisé la méthode SSKK qui est plus précise que les relations conventionnelles de KK. La partie réelle de l'indice a été calculée à partir de sa partie imaginaire, liée à l'absorption du matériau. Avant de réaliser ce calcul pour différentes compositions en Cadmium, nous avons d'abord validé la méthode SSKK à température ambiante, cas pour lequel nous avons pu nous comparer à des données publiées dans la littérature.

Enfin, nous avons simulé l'absorption d'une couche HgCdTe, afin d'extraire la variation des longueurs d'onde de coupure en fonction de paramètres technologiques de la couche : son épaisseur et sa composition en Cadmium. Nous avons mis en évidence, à travers une analyse comparative, que les non-uniformités spectrales pouvant être liées aussi bien aux disparités de composition que d'épaisseur de la couche HgCdTe, suivant des données de la littérature. Le cas d'étude concerne en particulier la technologie de croissance par épitaxie en phase liquide du HgCdTe.

Chapitre 3

Modélisation optique d'un plan focal infrarouge

Sommaire

3.1	Modèle exhaustif	80
3.1.1	Présentation du formalisme matriciel du modèle exhaustif . . .	80
3.1.2	Description des couches optiques d'un PFIR HgCdTe	85
3.1.3	Validation expérimentale du modèle exhaustif	95
3.2	Modèle heuristique	103
3.2.1	Présentation du formalisme du modèle heuristique	103
3.2.2	Comparaison du modèle heuristique avec le modèle exhaustif .	108
3.2.3	Présentation du modèle heuristique étendu à 4 ondes d'interférence	109
3.3	Estimation des paramètres du modèle exhaustif	111
3.3.1	Estimation de l'épaisseur de la région de gradient d'indice . . .	112
3.3.2	Estimation de l'indice de la couche métallique	112
3.3.3	Estimation de l'épaisseur de substrat	113
3.3.4	Estimation du nombre d'onde de coupure	116
3.3.5	Estimation de l'épaisseur de zone active	118
3.3.6	Estimation de la composition en Cadmium	120
3.4	Conclusion sur la modélisation optique d'un pixel IR	121

La disparité des réponses spectrales des pixels d'un PFIR représente une limite de performance importante des détecteurs infrarouge. A titre illustratif, nous avons représenté sur la Figure 3.1 les réponses spectrales de deux pixels d'une même matrice de détection basée sur la technologie HgCdTe. On peut remarquer que les pixels IR ne répondent pas de la même façon, en particulier, autour du nombre d'onde de coupure, où l'on voit une variation de pente ainsi que des oscillations de phases différentes.

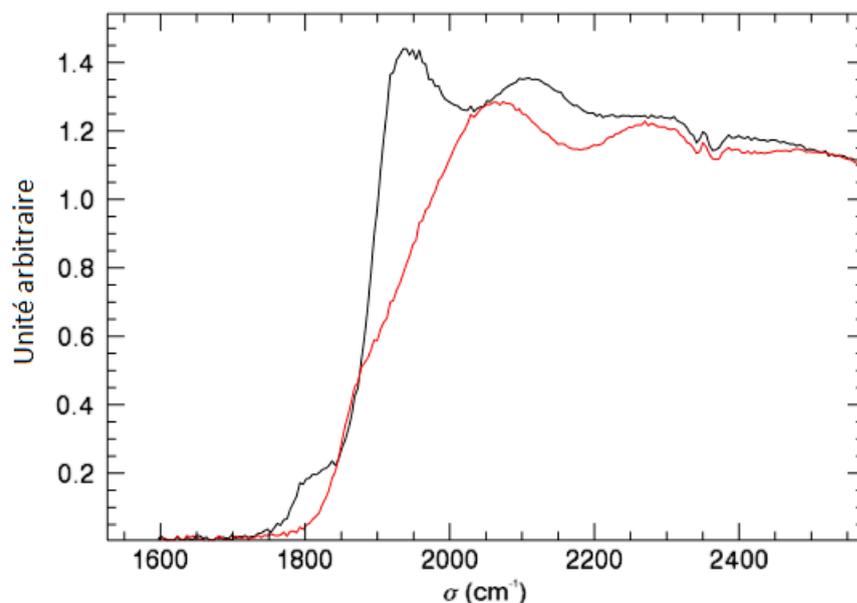


FIGURE 3.1: Réponses spectrales de deux pixels différents d'un même PFIR standard basé sur la technologie HgCdTe

Afin de comprendre et de prédire ce phénomène, nous nous proposons de modéliser la réponse spectrale d'un pixel IR, en adoptant une approche optique. Comme le montre la Figure 3.2, cette approche décrit la structure du pixel (basé sur une photodiode à jonction PN) par un empilement de couches infinies, caractérisées par leurs épaisseurs et indices de réfraction complexes. Cette description est particulièrement simplificatrice, puisqu'elle s'affranchit notamment des effets de bords, en considérant que les couches sont infinies (alors que le pixel mesure $15\mu m$), et qu'elle suppose l'existence d'une unique couche métallique au fond du pixel pour décrire le contact métallique, la bille d'indium, et le circuit de lecture.

Dans ce chapitre, nous présentons deux modèles optiques :

- Le modèle exhaustif : Il modélise la réponse spectrale du pixel IR sur la totalité de l'intervalle spectral d'étude, soit : $[1850cm^{-1}, 6000cm^{-1}]$, en prenant en compte l'ensemble des ondes présentes dans la structure de détection.
- Le modèle heuristique : Il approxime la réponse spectrale du pixel IR sur un domaine spectral limité $[2100cm^{-1}, 6000cm^{-1}]$, en considérant uniquement les ondes majoritaires dans la structure du pixel. Nous verrons que ce modèle nous servira à séparer les différents phénomènes influents sur la réponse spectrale, et à identifier les interfaces et les couches responsables des comportements majoritaires expliquant la forme de la réponse spectrale. Il représente donc un outil complémentaire de compréhension du modèle exhaustif.

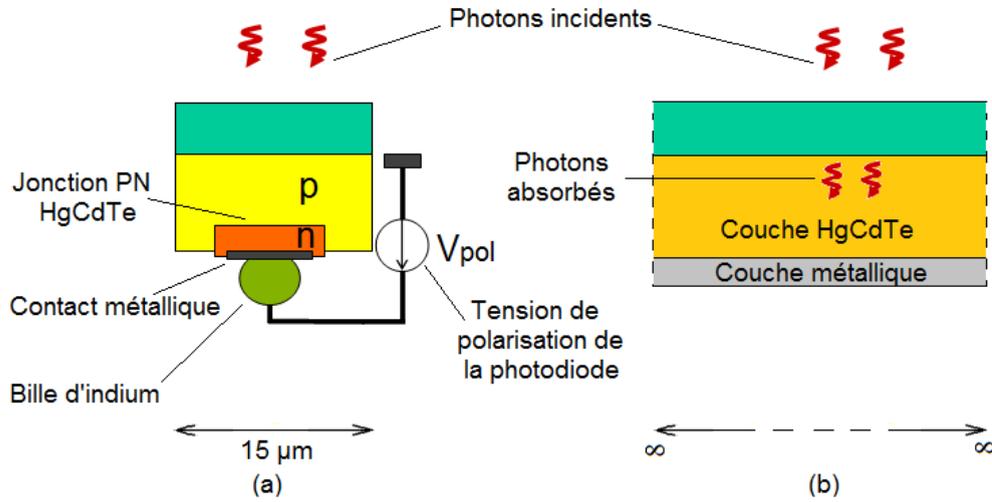


FIGURE 3.2: (a) Schéma d'un pixel IR HgCdTe photovoltaïque. (b) Schéma du modèle optique correspondant

Ces modèles sont unidimensionnels et décrivent la propagation des ondes électromagnétiques selon la direction normale à la surface du pixel.

La première partie de ce chapitre est consacrée au modèle exhaustif, où nous présentons le formalisme matriciel sur lequel il repose. Nous décrirons en particulier les couches considérées dans la modélisation de la structure, en précisant pour chaque couche les hypothèses faites sur ses propriétés optiques. Nous validerons ensuite les résultats de simulation à travers une étude comparative avec des mesures expérimentales de réponses spectrales. Nous expliquerons notamment en quoi ce modèle permet de prédire et de comprendre les disparités de réponses entre pixels en fonction des paramètres technologiques.

Dans la seconde partie de ce chapitre, nous présenterons le modèle heuristique qui est basé sur la description du phénomène d'interférences des ondes prépondérantes dans le pixel. Nous montrerons que ce modèle approxime parfaitement le modèle exhaustif sur un domaine spectral précis. Enfin, nous mettrons en évidence en quoi ce modèle représente un outil complémentaire au modèle exhaustif dans l'identification des régimes d'interférences, et de l'origine de certains phénomènes parasites.

En dernier lieu, nous présenterons les méthodes d'estimation des paramètres du modèle exhaustif, ainsi que les paramètres obtenus dans le cas de Microspoc.

3.1 Modèle exhaustif

Dans cette première partie du chapitre, nous présenterons d'abord le formalisme matriciel du modèle exhaustif. Puis nous montrerons que la structure d'un pixel IR peut être décrite par un empilement de couches optiques très simplifié, comme le montre la Figure 3.2, que nous caractériserons par leurs épaisseurs et indices de réfraction. En effet, les oscillations perçues dans les réponses spectrales mesurées des pixels IR (voir Figure 3.1) font penser à des phénomènes d'interférence dans la structure, c'est ce qui a motivé notre choix de description de couches ou de cavités optiques.

Enfin, nous validerons le modèle exhaustif en comparant les résultats de simulation aux réponses spectrales mesurées dans le cas de Microspoc et d'un PFIR standard.

3.1.1 Présentation du formalisme matriciel du modèle exhaustif

Le modèle exhaustif est basé sur un formalisme matriciel qui permet de calculer le flux absorbé par une structure multi-couches lorsqu'elle est exposée à une onde plane incidente. Après avoir expliqué le lien que nous faisons entre le flux absorbé et la réponse spectrale du pixel, nous détaillerons dans cette section le formalisme matriciel du modèle exhaustif.

3.1.1.1 Lien entre le flux absorbé et la réponse spectrale

Nous traitons le cas d'un rayonnement incident normal à la surface du pixel. Nous modélisons un pixel par un empilement de couches optiques infinies dans les directions normales au rayonnement incident. Chaque couche est composée d'un milieu diélectrique homogène et isotrope. Par ailleurs, nous rappelons que le signal électrique est généré par la quantité de porteurs de charges collectés. Dans notre modélisation, nous supposons que le nombre de porteurs de charge collectés est égal au nombre de photons absorbés. Cela revient à supposer que chaque paire électron/trou créée par un photon dans la jonction $P - N$ est collectée. Cette hypothèse est correcte si l'on considère des détecteurs optimisés en rendement quantique, avec des longueurs de diffusion de porteurs minoritaires importantes et comparables à l'épaisseur de la couche active de HgCdTe.

Sous ces hypothèses, on peut considérer que la réponse spectrale du pixel est équivalente au flux optique total absorbé par la structure noté $A(\sigma)$.

Ainsi, il suffit de calculer le flux absorbé $A(\sigma)$ en utilisant le modèle exhaustif pour remonter à la réponse spectrale du pixel.

Dans la section suivante, nous verrons en détail l'architecture optique considérée pour décrire le pixel dans le modèle exhaustif.

3.1.1.2 Présentation du modèle multi-couches unidimensionnel

Le modèle exhaustif est basé sur une description unidimensionnelle de la propagation des ondes planes à travers une structure multi-couches formée par le pixel. La Figure 3.3 illustre les conventions que l'on considère quant à la description des couches optiques, et le sens de propagation des ondes planes. Celui-ci est supposé être suivant l'axe Oz , qui est normal aux plans délimitant les couches optiques. De plus, nous faisons l'hypothèse que chaque couche est infinie dans les directions x et y .

Dans cette étude, nous considérons uniquement le cas d'une onde plane en incidence normale. Le cas d'un rayonnement en incidence oblique peut en être déduit par des calculs complémentaires [118].

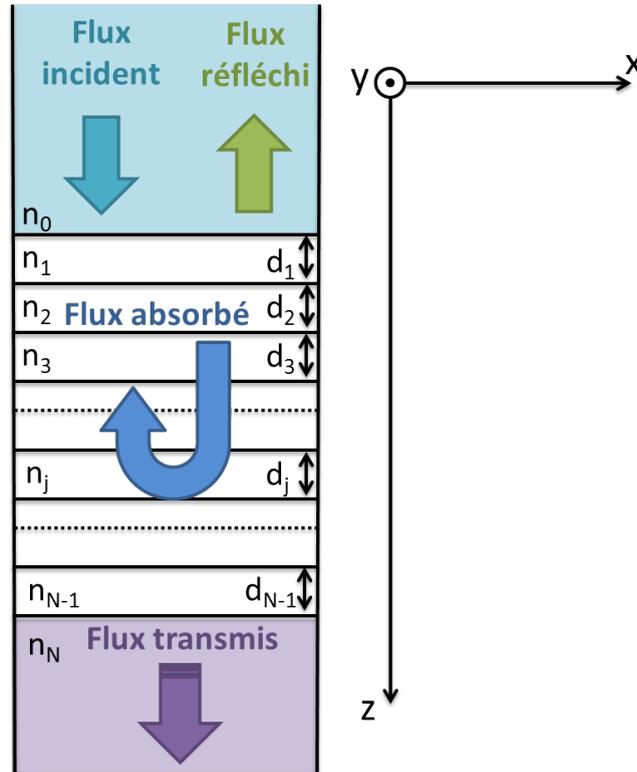


FIGURE 3.3: Structure optique multi-couches et flux optiques intervenant dans le modèle exhaustif

Dans le paragraphe suivant, nous abordons la description matricielle d'une unique couche optique, que nous généraliserons par la suite au cas d'un empilement de couches.

3.1.1.3 Modélisation matricielle d'une couche optique

Nous supposons que la couche optique est composée d'un milieu homogène et isotrope. Chaque couche j est caractérisée par son épaisseur d_j , sa perméabilité magnétique μ_j , et sa constante diélectrique $\epsilon_j(\sigma)$, fonction du nombre d'onde σ . En considérant qu'on

traite les cas de milieux non magnétiques, on peut écrire que $\mu_j = \mu_0$, où μ_0 est la perméabilité magnétique du vide.

Par ailleurs, l'indice de réfraction de la couche j est noté $n_j(\sigma)$, défini par l'équation (3.1), où ϵ_0 est la permittivité du vide, $\eta_j(\sigma)$ et $\kappa_j(\sigma)$ sont les parties réelle et imaginaire de l'indice.

$$\frac{\epsilon_j(\sigma)}{\epsilon_0} \approx n_j(\sigma)^2 = [\eta_j(\sigma) - i \cdot \kappa_j(\sigma)]^2 \quad (3.1)$$

Ainsi, chaque couche j est caractérisée par son épaisseur d_j et son indice de réfraction n_j , comme schématisé par la Figure 3.3 dans le cas d'un empilement de $N - 1$ couches optiques.

On introduit également l'admittance optique d'un milieu, notée g et définie par le ratio des amplitudes complexes des champs magnétique et électrique notés H et E , comme le montre l'équation (3.2).

$$g = \frac{H}{E} \quad (3.2)$$

On peut alors montrer que l'admittance optique de la couche j s'écrit suivant l'équation (3.3).

$$g_j(\sigma) = n_j(\sigma) \left(\frac{\epsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} \quad (3.3)$$

En outre, pour étudier les propriétés optiques d'un empilement de couches, il suffit d'évaluer la propagation d'ondes planes électromagnétiques à travers la structure. Pour cela, on considère les solutions des équations de Maxwell dans le plan $z = \text{constante}$, qu'on notera $E(z)$ et $H(z)$, représentant les amplitudes complexes des champs électrique et magnétique.

Il est connu que lors d'une discontinuité d'une couche optique, et donc des grandeurs ϵ_j et μ_j , les composantes tangentielles des champs électrique et magnétique sont continues [117]. Par conséquent, en incidence normale, la relation entre les amplitudes complexes des champs à l'entrée et à la sortie d'une couche j est donnée par l'équation (3.4).

$$\begin{bmatrix} E(z) \\ H(z) \end{bmatrix} = [M_j(\sigma)] \cdot \begin{bmatrix} E(z + d_j) \\ H(z + d_j) \end{bmatrix} \quad (3.4)$$

M_j est appelée *la matrice caractéristique de la couche j* , explicitée par l'équation (3.5), où β_j est exprimé par l'équation (3.6).

$$\begin{bmatrix} M_j(\sigma) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\beta_j(\sigma) & \frac{i}{g_j(\sigma)} \cdot \sin\beta_j(\sigma) \\ i \cdot g_j(\sigma) \cdot \sin\beta_j(\sigma) & \cos\beta_j(\sigma) \end{bmatrix} \quad (3.5)$$

$$\beta_j(\sigma) = 2\pi\sigma n_j(\sigma)d_j \quad (3.6)$$

Ce résultat est généralisable à un empilement de plusieurs couches optiques, c'est l'objet du paragraphe suivant.

3.1.1.4 Modélisation du flux absorbé à travers un empilement de couches

On considère un système Σ composé de $N - 1$ couches optiques, schématisé par la Figure 3.3. On peut montrer que la matrice caractéristique M_Σ de ce système est le produit matriciel des matrices caractéristiques de chacune des couches, dans l'ordre d'empilement, comme exprimé par l'équation (3.7) [117].

$$\begin{bmatrix} M_\Sigma(\sigma) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M_1(\sigma) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} M_2(\sigma) \end{bmatrix} \cdot \dots \cdot \begin{bmatrix} M_{N-1}(\sigma) \end{bmatrix} \quad (3.7)$$

D'autre part, pour calculer le flux absorbé $A(\sigma)$ dans la structure, qui constituera la réponse spectrale du pixel, il est nécessaire de calculer dans un premier temps les flux réfléchi et transmis en utilisant la matrice du système M_Σ .

Ainsi, la matrice caractéristique du système M_Σ s'exprime en fonction de l'admittance optique du milieu de sortie g_N par l'équation (3.8), déduite de l'équation (3.4), où $B(\sigma)$ et $C(\sigma)$ sont des variables intermédiaires.

$$\begin{bmatrix} B(\sigma) \\ C(\sigma) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M_\Sigma(\sigma) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ g_N(\sigma) \end{bmatrix} \quad (3.8)$$

Par analogie avec l'équation (3.4), on définit $g_\Sigma(\sigma)$ comme étant l'admittance optique effective du système de couches Σ , selon l'équation (3.9).

$$g_\Sigma(\sigma) = \frac{C(\sigma)}{B(\sigma)} \quad (3.9)$$

Ainsi, évaluer le flux réfléchi par la structure revient à calculer le flux réfléchi à l'interface entre un milieu incident d'admittance g_0 et un milieu effectif d'admittance g_Σ . L'équation (3.10) exprime le flux réfléchi par l'empilement de couches, noté $R(\sigma)$.

$$R(\sigma) = \left| \frac{g_0(\sigma) - g_\Sigma(\sigma)}{g_0(\sigma) + g_\Sigma(\sigma)} \right|^2 \quad (3.10)$$

On peut montrer que le flux transmis $T(\sigma)$ peut s'exprimer suivant l'équation (3.11) [118].

$$T(\sigma) = [1 - R(\sigma)] \frac{\Re[g_N(\sigma)]}{\Re[B(\sigma) \cdot C(\sigma)]} \quad (3.11)$$

Par conséquent, le flux absorbé $A(\sigma)$ s'exprime en fonction des flux transmis et réfléchis suivant l'équation (3.12), et correspond à la réponse spectrale du pixel.

$$A(\sigma) = 1 - [R(\sigma) + T(\sigma)] \quad (3.12)$$

On peut exprimer la réponse spectrale γ en ampère par watt, en utilisant l'équation (3.13), où c est la vitesse de la lumière dans le vide, h la constante de Planck, et e la charge électrique élémentaire.

$$\gamma(\sigma) = A(\sigma) \cdot \frac{e}{hc\sigma} \quad (3.13)$$

Nous avons représenté sur la Figure 3.4 un exemple de réponse spectrale simulée d'un pixel IR, utilisant le formalisme matriciel présenté. Nous l'avons appliqué à la structure représentée sur la Figure 3.5. On peut remarquer que la forme de la courbe est similaire à celle des réponses spectrales mesurées représentées sur la Figure 3.1.

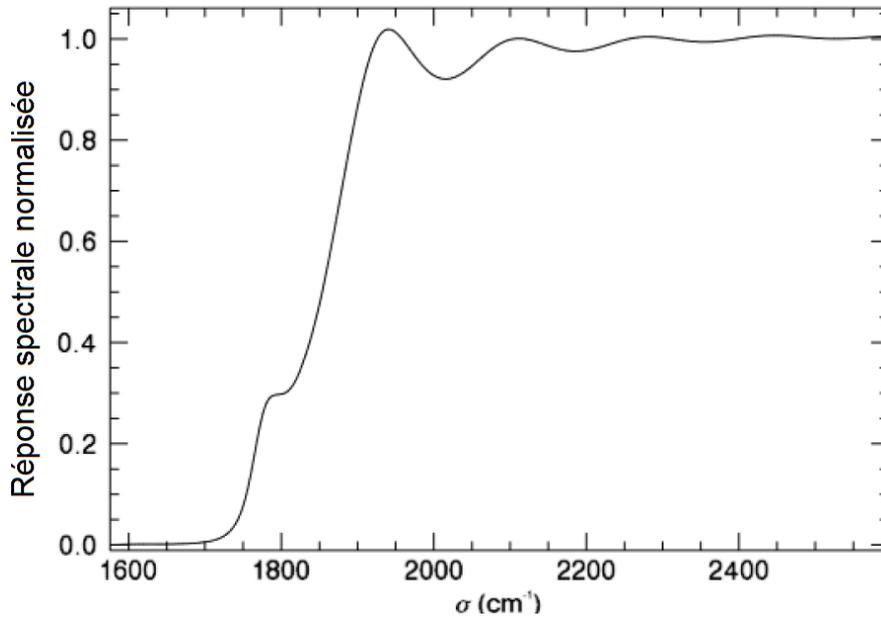


FIGURE 3.4: Exemple de réponse spectrale normalisée simulée avec le modèle exhaustif

Dans la section suivante, nous décrivons les couches optiques considérées pour l'application du modèle exhaustif au cas d'un pixel IR, en précisant les hypothèses faites sur ses

propriétés optiques. Nous nous limiterons au cas d'un PFIR HgCdTe, sachant que la démarche est généralisable à d'autres architectures de matrices de détection.

3.1.2 Description des couches optiques d'un PFIR HgCdTe

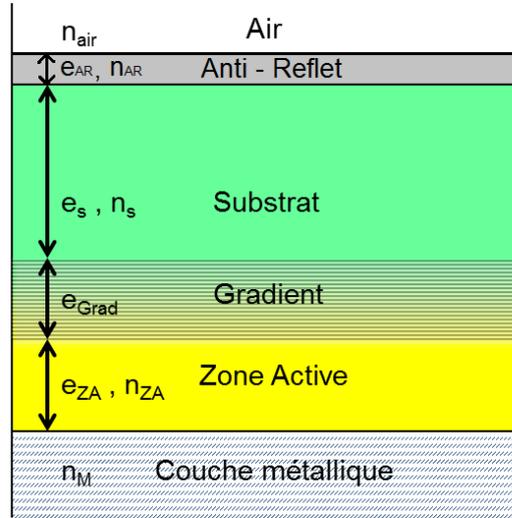


FIGURE 3.5: Structure optique d'un pixel appartenant à un PFIR HgCdTe typique

Dans le modèle exhaustif, un pixel IR est décrit par un empilement de couches optiques. Nous allons préciser dans ce paragraphe les hypothèses simplificatrices faites sur ces couches, en les énumérant du haut vers le bas de la structure représentée sur la Figure 3.5.

3.1.2.1 Couche anti-reflet

En général, une couche anti-reflet est déposée à la surface du pixel, afin de réduire les réflexions parasites à l'interface air/substrat et maximiser le flux détecté à l'intérieur de la structure.

3.1.2.2 Substrat

Le substrat le plus utilisé dans les PFIR basés sur HgCdTe est le tellure de cadmium et de zinc (CdZnTe), avec une faible proportion de Zinc. Il sert de support à la croissance par épitaxie de la couche HgCdTe, en offrant une excellente compatibilité cristalline et chimique tout en étant transparent au rayonnement IR.

Dans les paragraphes suivants, nous allons mettre en évidence l'impact des paramètres choisis pour caractériser la couche de substrat sur la forme de la réponse spectrale simulée.

3.1.2.2.1 Indice de réfraction du substrat

Pour les besoins du modèle, et à défaut de trouver des mesures d'indice de réfraction du CdZnTe à la température de fonctionnement du détecteur (80K), nous avons choisi de faire l'hypothèse que ce matériau a des propriétés similaires au substrat binaire CdTe. L'avantage est que l'indice de réfraction de ce matériau est répertorié grâce aux travaux de Hawkins dans la référence [119] qui utilise les travaux de Barnes et Harvey [120, 121].

La formule de la dispersion d'indice du CdTe à 80K tirée de la référence [119] est exprimée par l'équation (3.14) et représentée sur la Figure 3.6.

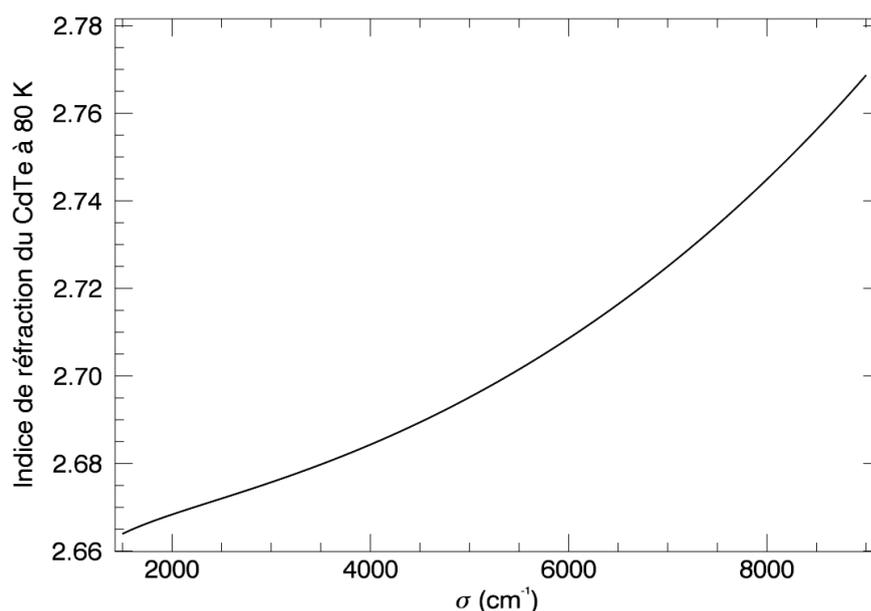


FIGURE 3.6: Dispersion de l'indice du CdTe à 80K d'après la formule de la référence [119]

$$n_{\text{substrat}}(\lambda) = \sqrt{A + \frac{B\lambda^2}{\lambda^2 - C} + \frac{D\lambda^2}{\lambda^2 - E}}$$

$$A = -2.373 \cdot 10^{-4}T + 3.8466$$

$$B = 8.057 \cdot 10^{-4}T + 3.2215$$

$$C = -1.10 \cdot 10^{-4}T + 0.1866$$

$$D = -2.160 \cdot 10^{-4}T + 12.718$$

$$E = -3.160 \cdot 10^{-4}T + 18753$$

(3.14)

3.1.2.2.2 Effet de la dispersion d'indice du substrat sur la réponse spectrale

On peut remarquer sur la Figure 3.6 que l'indice de réfraction du substrat est croissant en fonction du nombre d'onde. Par conséquent, le coefficient de réflexion à l'interface air/substrat augmente avec le nombre d'onde, ce qui réduit le flux absorbé par la structure, ainsi que son contraste. La Figure 3.7 illustre la baisse de la réponse spectrale de 2% pour les grands nombres d'onde, suite à la prise en compte de la dispersion de l'indice du substrat à la place d'un indice constant égal à sa valeur moyenne.

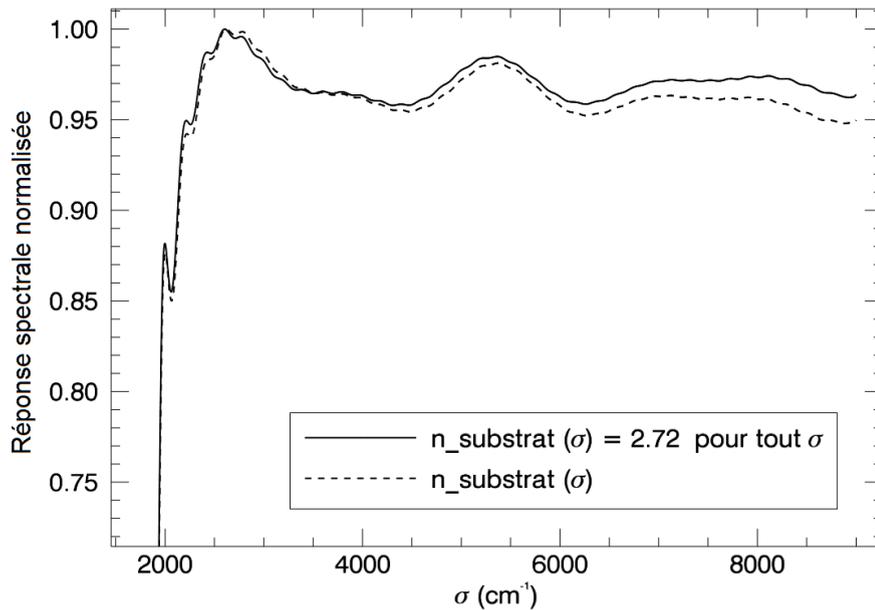


FIGURE 3.7: Réponses spectrales normalisées, simulées avec le modèle exhaustif pour une épaisseur de substrat de $12\mu\text{m}$, en l'absence de couche anti-reflet. La courbe en pointillés tient compte de la dispersion d'indice du substrat CdTe. La courbe en trait plein prend en compte un indice de substrat constant en fonction du nombre d'onde

3.1.2.2.3 Effet de l'épaisseur de substrat sur la réponse spectrale

L'épaisseur de substrat joue un rôle prépondérant dans la modulation de la réponse spectrale. Son effet sur la réponse spectrale est illustré sur la Figure 3.8, en l'absence de couche anti-reflet, où nous avons superposé deux réponses spectrales avec deux épaisseurs de substrat différentes. Comme on peut le voir, multiplier l'épaisseur de substrat par un facteur 5, revient à diminuer la pseudo-période des oscillations par le même facteur. Cette propriété sera réutilisée par la suite dans l'estimation des paramètres du modèle dans la section 3.3.3.

Dans les PFIR standards basés sur le matériau HgCdTe, le substrat est aminci de manière partielle ou totale, selon l'architecture choisie [27, 122]. Cela s'applique

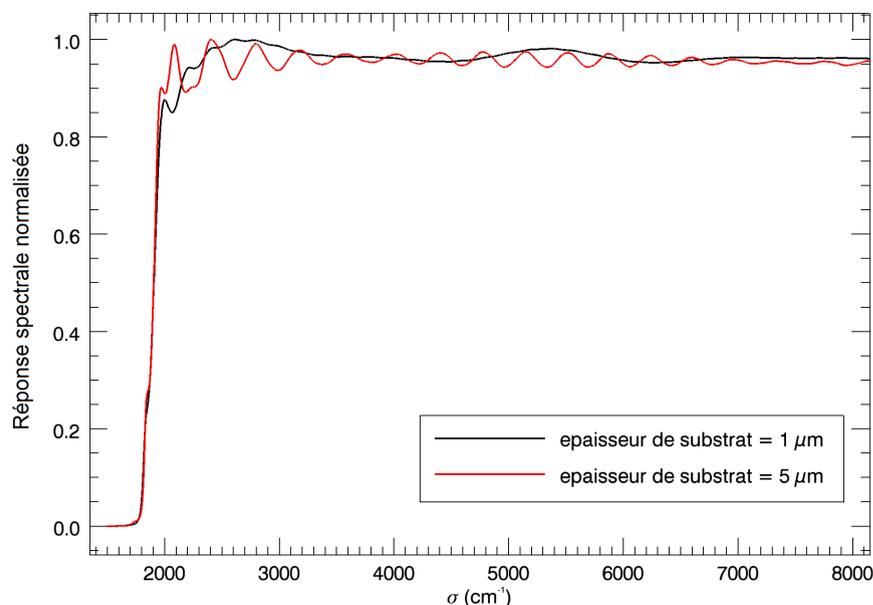


FIGURE 3.8: Réponses spectrales normalisées simulées avec le modèle exhaustif pour différentes épaisseurs de substrat, en l'absence de couche anti-reflet.

d'ailleurs à d'autres types de détecteurs tels que l'InGaAs [123], et correspond simplement à des valeurs d'épaisseur plus ou moins importantes dans le modèle exhaustif.

3.1.2.3 Région de gradient d'indice

Actuellement, parmi les techniques de croissance épitaxiales les plus utilisées, l'épitaxie en phase liquide est la plus mature [124]. Nous supposons alors que la couche active de HgCdTe a été réalisée avec cette technique dans le cas des détecteurs qui font l'objet de notre étude. Par conséquent, il devient plus pertinent de ne pas considérer une transition abrupte entre la couche de substrat et la couche active. On introduit donc une région de transition intermédiaire qui permet de passer de l'indice de réfraction du substrat à celui de la zone active de façon progressive. Cette zone est appelée région de gradient d'indice.

Étant donné que, dans notre modèle, chaque couche est modélisée par un unique indice de réfraction complexe, il n'est pas possible de créer une seule couche avec un indice optique qui varie spatialement. Ainsi, nous modélisons la région de gradient d'indice par un empilement de couches optiques, dont l'indice varie progressivement de celui du substrat à celui de la zone active. L'avantage est que le formalisme matriciel du modèle exhaustif est particulièrement adapté pour modéliser un grand nombre de couches optiques.

Nous détaillons dans les paragraphes suivants le dimensionnement de cette zone de gradient d'indice ainsi que les paramètres choisis pour la caractériser. Leur impact sur la réponse spectrale simulée sera également étudié.

3.1.2.3.1 Effet de la région de gradient d'indice sur la réponse spectrale

Lorsqu'on introduit une zone de transition d'indice entre le substrat et la couche active, on observe une chute de contraste des oscillations dans la réponse spectrale simulée. Cela est illustré sur la Figure 3.9, où nous comparons une réponse spectrale simulée sans région de gradient d'indice avec une réponse simulée qui tient compte d'une zone de gradient d'indice d'épaisseur $0.5\mu m$. Nous pouvons observer que la prise en compte du gradient d'indice introduit une baisse de contraste de l'ordre de 80%, ainsi qu'un décalage des sommets des oscillations.

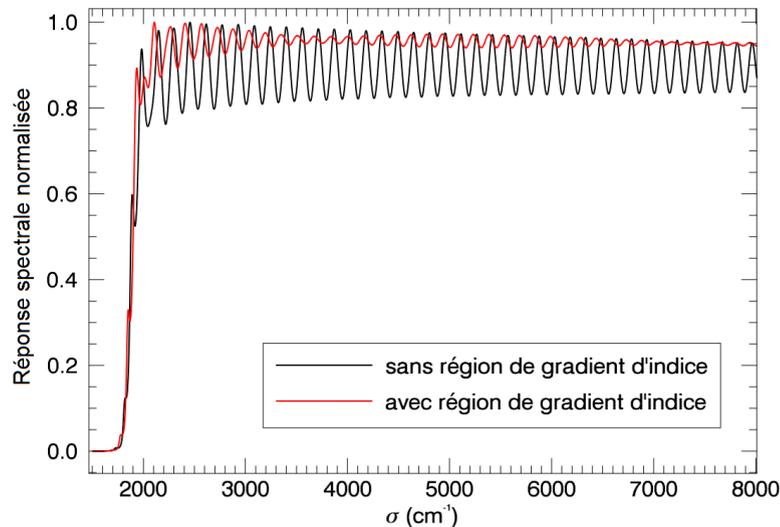


FIGURE 3.9: Réponses spectrales normalisées simulées avec le modèle exhaustif avec ou sans prise en compte de la région de gradient d'indice

Maintenant que nous avons mis en évidence l'effet du gradient d'indice sur la réponse spectrale simulée, nous allons justifier dans les sections suivantes le choix des paramètres caractérisant la zone de gradient, tels que le nombre de couches, l'épaisseur totale, ou encore le profil de dispersion de l'indice dans cette zone de transition.

3.1.2.3.2 Choix du nombre de couches de la région de gradient d'indice

Dans cette partie, nous allons montrer comment nous avons choisi le nombre de couches optiques dans la région de gradient d'indice. Les Figures 3.10 et 3.11 représentent

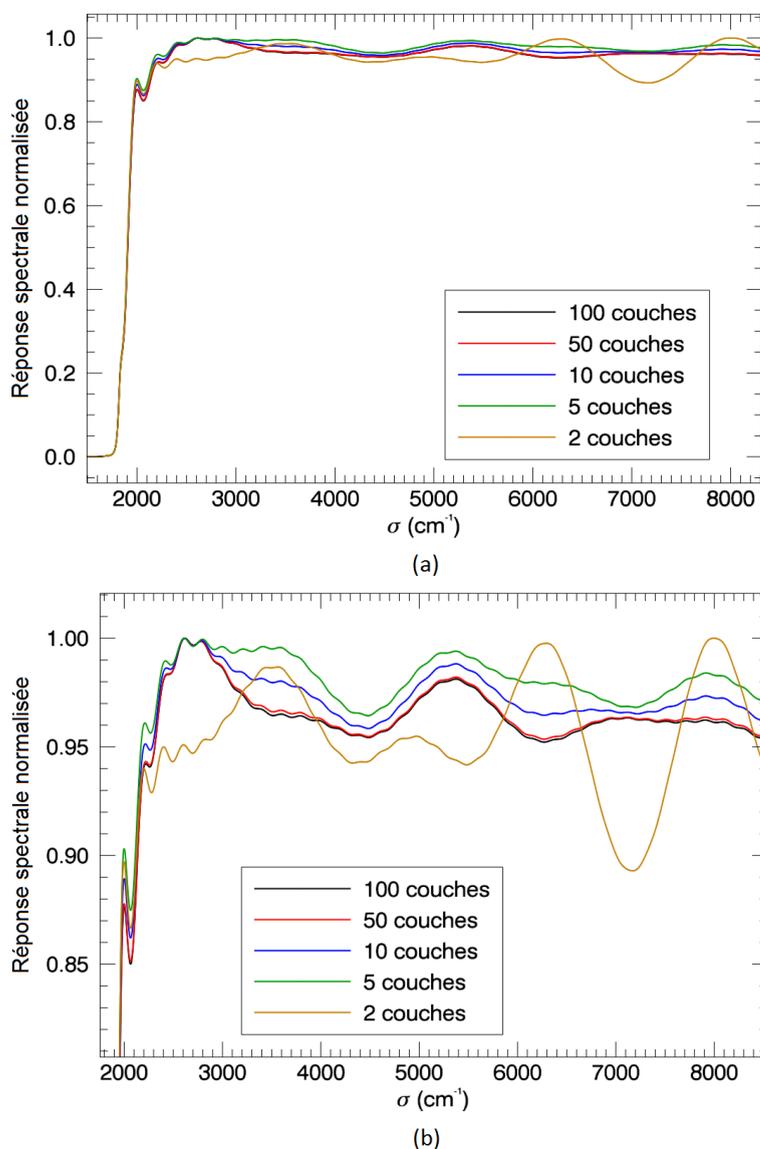


FIGURE 3.10: (a) Réponses spectrales normalisées simulées avec le modèle exhaustif pour différents nombres de couches de gradient d'indice, pour une épaisseur de substrat de $1\mu m$. (b) est le zoom de (a)

les réponses spectrales simulées à l'aide du modèle exhaustif pour des épaisseurs de substrat de $1\mu m$ et $12.7\mu m$ pour différents nombres de couches constituant la zone de gradient d'indice. On remarque sur les figures que l'augmentation du nombre de couches de gradient d'indice fait tendre la réponse spectrale vers un régime permanent qu'on observe au-delà de 50 couches. On choisit alors de considérer une centaine de couches de transition entre le substrat et la zone active, pour l'ensemble de notre étude.

3.1.2.3.3 Influence de la taille de la zone de gradient d'indice

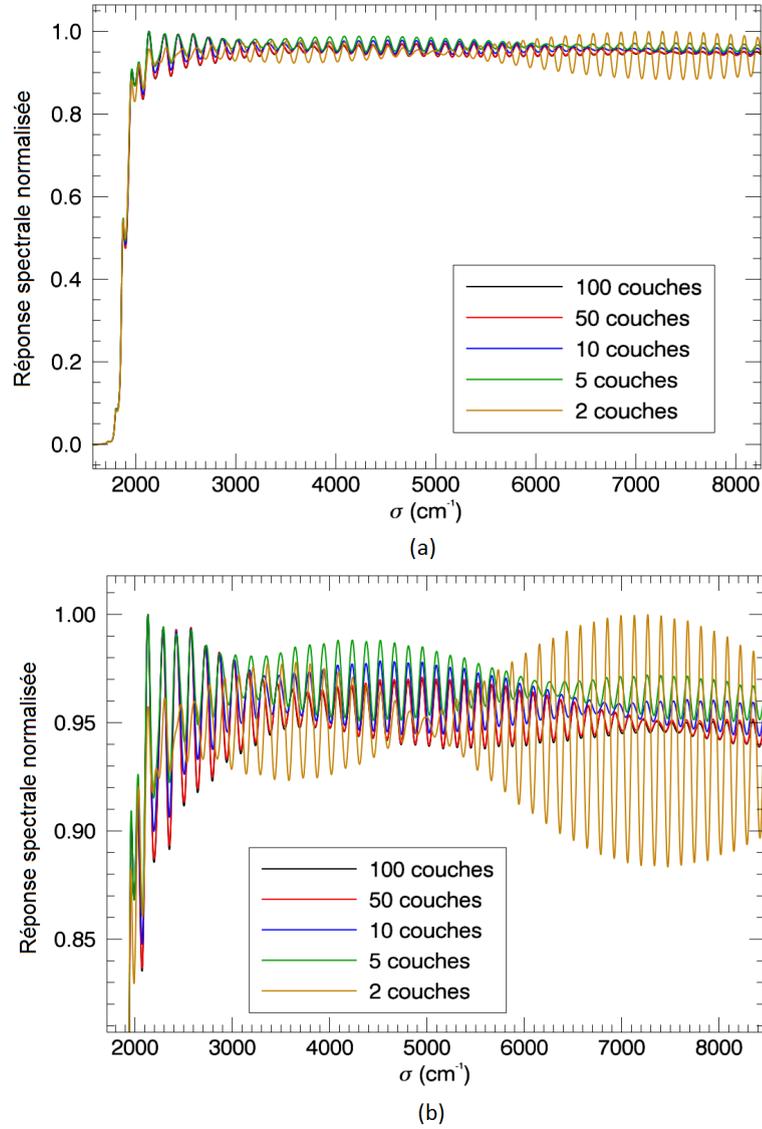


FIGURE 3.11: (a) Réponses spectrales normalisées simulées avec le modèle exhaustif pour différents nombres de couches de gradient d'indice, pour une épaisseur de substrat de $12.7\mu m$. (b) est le zoom de (a)

Dans cette section, nous étudions l'impact de l'épaisseur totale de la région de gradient d'indice sur la réponse spectrale simulée. Nous choisissons de comparer la taille de la zone de gradient d'indice à l'épaisseur de zone active. Sur la Figure 3.12, nous avons représenté des réponses spectrales simulées avec le modèle exhaustif pour différentes tailles de zone de gradient d'indice. Nous pouvons voir que des zones de gradient d'épaisseurs différentes introduisent des enveloppes sinusoïdales différentes dans la réponse spectrale. Cette enveloppe est la signature de la somme des interférences entre l'onde réfléchie sur l'interface air/substrat et les ondes réfléchies sur chacune des couches du gradient. Lorsque ces interférences s'additionnent, on obtient une enveloppe car les différences de marche mises en jeu diffèrent peu entre elles, et sont proches de la

différence de marche due à la couche de substrat.

En outre, l'augmentation de la taille de la zone de gradient d'indice engendre une chute de contraste de la réponse spectrale.

Pour les faibles nombres d'onde, l'effet du gradient d'indice est moins visible car les grandes longueurs d'onde du flux incident "voient" un dioptre au lieu d'un gradient d'indice.

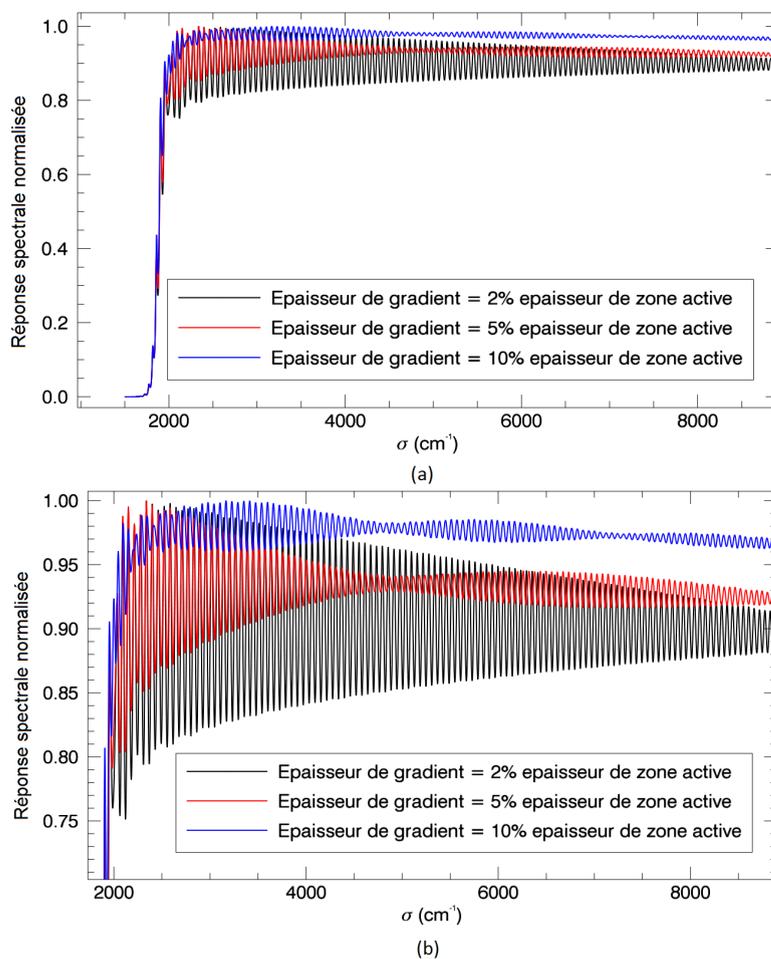


FIGURE 3.12: (a) Réponses spectrales normalisées simulées avec le modèle exhaustif pour différentes épaisseurs de zone de gradient d'indice, avec une épaisseur de substrat de $30\mu m$. (b) est le zoom de (a)

3.1.2.3.4 Impact du profil de la transition d'indice de réfraction

Dans cette section, nous étudions l'influence du profil de transition d'indice de réfraction sur la réponse spectrale simulée par le modèle exhaustif. Pour cela, nous avons modélisé deux profils de transition entre l'indice du substrat et l'indice de la couche active, avec une même épaisseur totale de gradient de $0.5\mu m$. Le premier profil

correspond à une transition linéaire, et le second correspond à une transition non linéaire avec des bords arrondis, comme on peut le voir avec les courbes rouge et bleue de la Figure 3.13.(a). Sur cette figure, nous avons représenté uniquement les parties réelles des indices de réfraction, à titre illustratif. Nous rappelons que l'indice de la couche active possède une partie imaginaire non nulle, dont on doit tenir compte dans la transition d'indice. Pour des raisons de simplicité nous considérerons que la transition de la partie réelle des indices de réfraction a la même forme que celle de la partie imaginaire.

Les réponses spectrales simulées avec les profils de la Figure 3.13.(a) sont représentées par les courbes de la même couleur sur la Figure 3.13.(b). On peut alors remarquer que même si l'épaisseur de la zone de gradient est fixée, le profil de transition d'indice influe de manière conséquente sur la réponse spectrale.

Étant donné que nous n'avons pas d'information a priori sur le profil de gradient, nous avons cherché à réduire le nombre de degrés de liberté dans le modèle, avec des hypothèses simplificatrices sur la transition d'indice. En effet, on peut montrer qu'il suffit de considérer une transition d'indice linéaire, et de jouer uniquement sur l'épaisseur totale de la zone de gradient pour modéliser la réponse spectrale. Pour illustrer cela, la Figure 3.13.(b) montre qu'en choisissant un profil d'indice linéaire, représenté par la courbe noire sur la Figure 3.13.(a), on obtient une réponse spectrale équivalente à celle correspondant à la transition non linéaire de la courbe rouge sur la Figure 3.13.(a). Comme on peut le voir sur la Figure 3.13.(b), on obtient un accord parfait entre les deux réponses spectrales en adaptant l'épaisseur de la zone de gradient, ainsi que les épaisseurs de substrat et de zone active.

Par conséquent, nous choisirons de considérer uniquement les transitions d'indice linéaires, et d'avoir comme seul paramètre variable l'épaisseur totale de la zone de gradient, afin de reproduire les mesures expérimentales.

L'ensemble des paramètres caractéristiques de la zone de gradient d'indice sera considéré comme invariant d'un pixel à un autre, en première approximation. En effet, cette zone est liée à la technique de croissance de la couche HgCdTe sur le substrat. A cette étape, les jonctions PN formant les photodiodes des pixels ne sont pas encore construites, la séparation entre les pixels n'a donc pas encore eu lieu. L'hypothèse que l'on fait revient donc à considérer que les pixels ont tous la même zone de gradient d'indice. L'objectif est, dans un premier temps, de réduire au maximum le nombre de degrés de liberté du modèle.

3.1.2.4 Couche active de HgCdTe

La couche active est faite de HgCdTe et représente la zone formant les jonctions $P - N$ qui permettent la conversion des photons absorbés en électrons. Nous modélisons cette zone en une couche unique caractérisée par son épaisseur et son indice de réfraction complexe. Les propriétés optiques de cette couche ont été évaluées à la température de fonctionnement de nos détecteurs dans le chapitre 2.

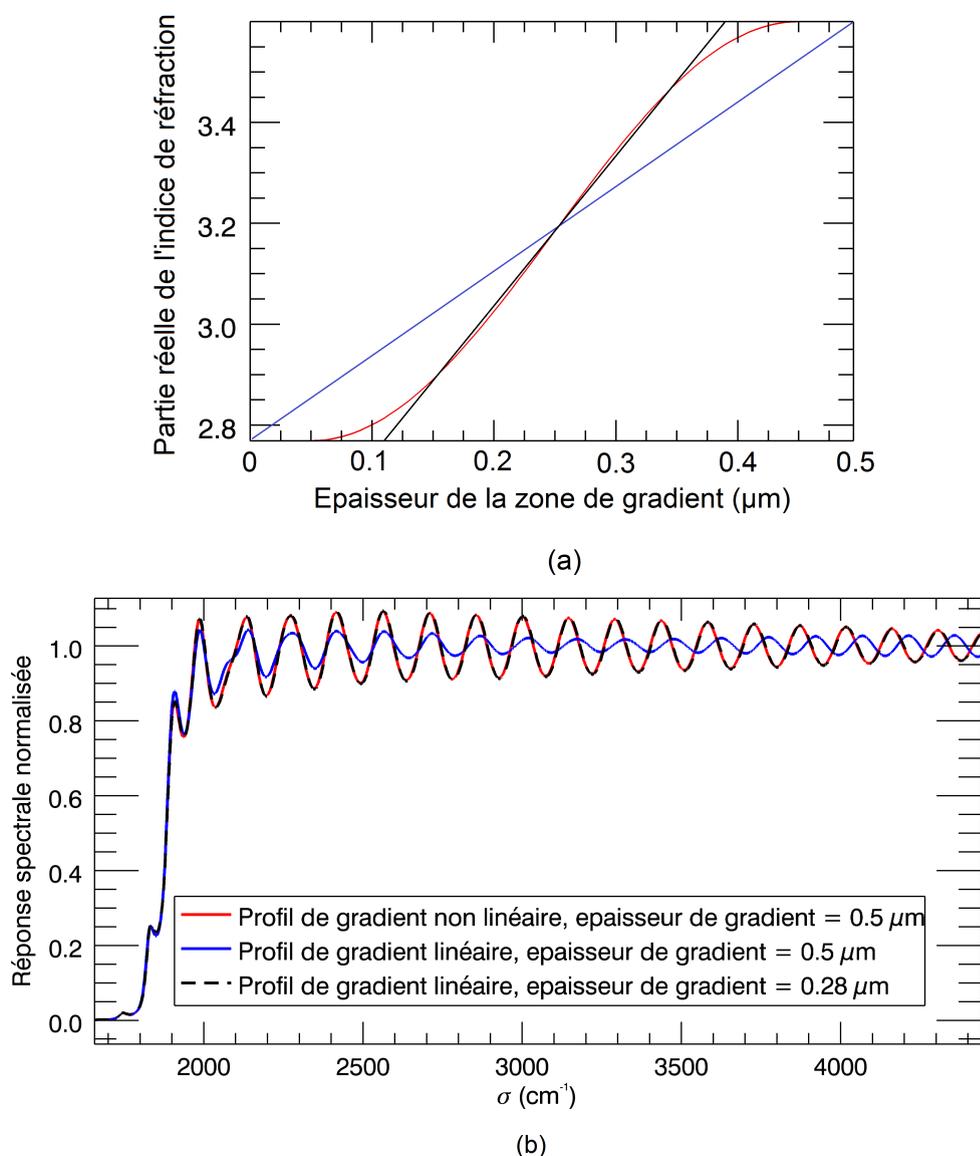


FIGURE 3.13: (a) Profils de transition d'indice de réfraction différents en fonction de l'épaisseur de la zone de gradient d'indice, (b) Réponses spectrales simulées avec le modèle exhaustif correspondant aux profils de gradient de la Figure (a)

3.1.2.5 Couche métallique

Un contact métallique est déposé sur chaque jonction p-n pour permettre la collection des porteurs photo-générés à l'intérieur de la structure, formant ainsi le signal électrique de chaque pixel [125]. En réalité, la structure du pixel en-dessous de la zone active est plus compliquée qu'une simple couche optique. Elle est en effet composée de plusieurs éléments de matériaux différents tels que les contacts ohmiques et les billes d'indium. Nous optons pour une modélisation simplifiée de cette zone, en la décrivant par une

couche massive (bulk) semi-infinie, caractérisée par son indice de réfraction effectif complexe. Nous verrons que cet indice suffit à reproduire le comportement global de cette zone, composée initialement d'un contact métallique, d'une bille d'indium, et d'un circuit de lecture, en termes de signature spectrale. Dans la suite, nous appellerons cette couche "couche métallique", en référence aux contacts métalliques au fond du pixel, ainsi que l'indice effectif qui peut être assimilé à celui d'un métal ad hoc.

3.1.3 Validation expérimentale du modèle exhaustif

Dans cette section, nous allons présenter les résultats des simulations basées sur le modèle exhaustif, et les comparer aux réponses spectrales mesurées afin d'évaluer la qualité de notre modélisation. Deux exemples de détecteurs fonctionnant dans la région du MWIR serviront de cas de validation du modèle. Le premier détecteur utilisé est MICROSPOC, un détecteur IR à substrat prismatique, et le second est un détecteur commercial standard.

3.1.3.1 Validation expérimentale dans le cas de MICROSPOC

MICROSPOC est basé sur un PFIR à substrat prismatique, précédemment présenté à la Section 1.6.3.2. Cet instrument dispose d'un large panel de pixels d'épaisseurs de substrat et de zone active différentes. Cela offre la possibilité de tester le modèle exhaustif sur des profils de pixels différents afin de le valider par comparaison avec les réponses mesurées.

3.1.3.1.1 Calcul de la matrice caractéristique d'un pixel de MICROSPOC

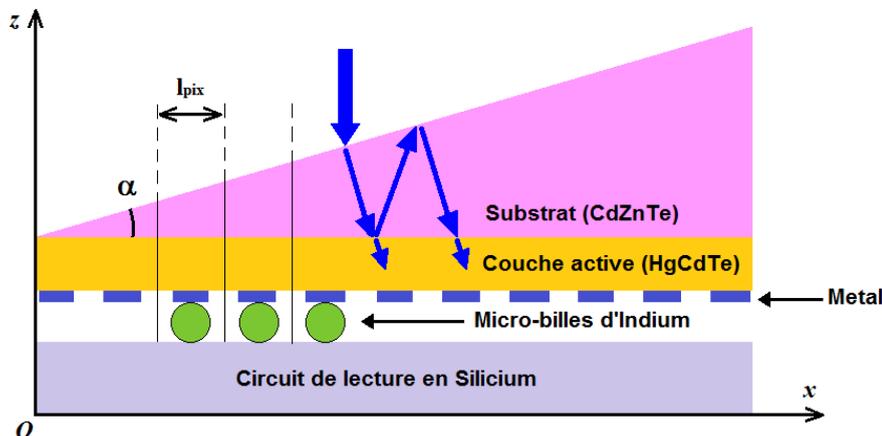


FIGURE 3.14: Schéma de la structure de Microspoc

Nous avons appliqué le modèle exhaustif au cas de MICROSPOC schématisé sur la Figure 3.14, en associant une matrice caractéristique à chaque pixel. La structure

modélisée est composée d'une couche de substrat en $CdZnTe$, d'une région de gradient d'indice, d'une couche active en $HgCdTe$, et d'une couche métallique au fond [35, 126]. Les matrices caractéristiques associées à chaque couche sont notées M_s , M_{grad} et M_{za} , respectivement.

Par conséquent, la matrice caractéristique de chaque pixel de MICROSPOC est le résultat du produit matriciel des matrices de couches citées, comme le montre l'équation (3.15).

$$[M_{Microspoc}(\sigma)] = [M_s(\sigma)] \cdot [M_{grad}(\sigma)] \cdot [M_{za}(\sigma)] \quad (3.15)$$

Le modèle exhaustif considère uniquement des couches horizontales. Dans le cas de Microspoc, le substrat est supposé horizontal pour chaque pixel, étant donné qu'on fait l'hypothèse que l'angle d'amincissement α est négligeable par rapport à la taille pixel l_{pix} (voir la Figure 3.14). En effet, l'angle d'amincissement de Microspoc est d'environ $6mrad$ et la taille du pixel l_{pix} est de $15\mu m$. Ignorer l'angle d'amincissement dans le modèle exhaustif revient à supposer que la quantité $e_\alpha = \tan(\alpha) \cdot l_{pix}$ est négligeable par rapport aux épaisseurs de substrat mises en jeu. La valeur de e_α est $0.09\mu m$ qui est de l'ordre de $\lambda/20$ pour des longueurs d'onde se situant entre $2\mu m$ et $5\mu m$. Par conséquent, e_α est effectivement négligeable devant des épaisseurs de substrat se situant entre $50\mu m$ (qui est l'épaisseur maximale du substrat de Microspoc) et $1\mu m$. Pour des épaisseurs de substrat inférieures à $1\mu m$, cette approximation n'est plus valable et le modèle doit être affiné pour prendre en compte l'angle d'amincissement.

Dans notre cas, nous nous limitons au cas d'un pixel parfaitement horizontal, en considérant que pour les épaisseurs inférieures à $1\mu m$ le modèle rend compte d'un comportement moyen du substrat. La modélisation de l'ensemble des pixels de Microspoc revient à modéliser l'instrument par une matrice de détection avec un substrat en marche d'escalier.

3.1.3.1.2 Comparaison du modèle exhaustif à la réponse spectrale expérimentale d'un pixel de MICROSPOC

Pour valider le modèle exhaustif, nous l'avons appliqué au cas de MICROSPOC en le comparant aux réponses spectrales expérimentales. La Figure 3.15 représente la superposition d'une réponse spectrale mesurée d'un pixel de MICROSPOC à sa réponse modélisée par le modèle exhaustif. Ces deux réponses sont normalisées par rapport à leurs valeurs moyennes dans la bande spectrale $[4000cm^{-1}, 5000cm^{-1}]$. La méthode de mesure des réponses spectrales des pixels est détaillée dans la référence [17]. Elle consiste à mesurer la réponse de chaque pixel en chaque longueur d'onde à l'aide d'un spectromètre IR à transformée de Fourier, qui permet d'imager un interférogramme temporel sur chaque pixel. En appliquant une transformée de Fourier, et en connaissant

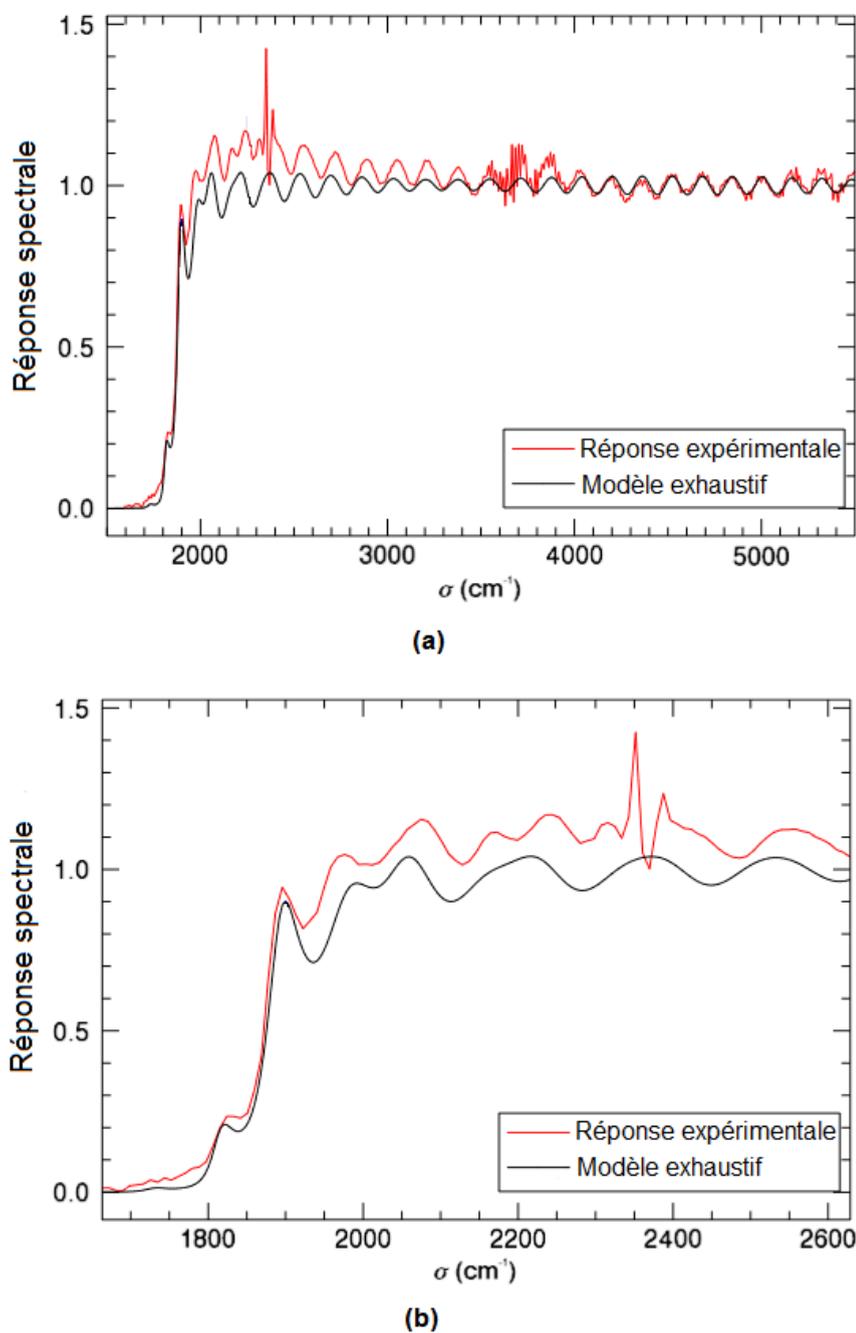


FIGURE 3.15: (a) Superposition des réponses spectrales mesurée et simulée avec le modèle exhaustif. (b) est le zoom de (a) autour du nombre d'onde de coupure

le spectre de la source de référence a priori, on peut remonter à la réponse spectrale du pixel. Les étapes de mesure sont décrites davantage dans le chapitre 4.

Les oscillations observées sur les réponses spectrales témoignent d'un phénomène d'interférences très marqué, qui est souhaité dans la conception de cet instrument. En

effet, l'absence de couche anti-reflet et l'amincissement du substrat en biais permettent de mesurer un interférogramme dont on peut extraire le spectre de la scène observée.

Dans notre approche de modélisation, nous avons utilisé les propriétés optiques décrites dans la section 3.1.2. L'estimation des paramètres du modèle est détaillée dans la section 3.3.

En outre, on peut remarquer les signatures spectrales de l'absorption de l'eau et du dioxyde de carbone autour de 2400cm^{-1} et 3700cm^{-1} sur la réponse spectrale mesurée. Cela est dû au fait que la mesure des réponses spectrales a été effectuée avec un spectromètre à transformée de Fourier qui fonctionne à l'air ambiant.

La différence observée entre les réponses simulée et mesurée dans l'intervalle spectral [2000cm^{-1} , 3000cm^{-1}] est attribuée aux erreurs de mesures, provenant notamment des incertitudes du spectromètre à transformée de Fourier, ou de la source d'étalonnage utilisée pour la caractérisation expérimentale [17]. Cette divergence concerne, en effet, une variation lente de la réponse spectrale, et est observée pour l'ensemble des réponses spectrales mesurées des différents pixels IR. Elle n'est donc pas caractéristique d'une variation entre pixels, et semble plutôt provenir du processus de division du spectre mesuré par le pixel, par différents éléments spectraux tels que le spectre de la source, la transmission du hublot...etc. De plus, cet écart n'a été constaté que pour l'instrument Microspoc, et pas sur les autres détecteurs, ce qui nous oriente sur des problèmes de mesure plutôt qu'une réalité physique, qui aurait due être perçue pour d'autres détecteurs.

Ainsi, on observe sur la Figure 3.15 que le modèle exhaustif permet de décrire correctement la réponse spectrale d'un pixel de Microspoc, et prédit parfaitement les oscillations observées sur l'ensemble du domaine spectral d'étude.

Les pixels de Microspoc offrent un large choix d'épaisseur substrat (entre $50\mu\text{m}$ et $0\mu\text{m}$). Comme le montrent les réponses spectrales mesurées représentées sur les Figures 3.16.(a) et 3.16.(c), les pixels de même épaisseur de substrat ($11.5\mu\text{m}$) présentent des disparités de nombres d'onde de coupure. Les Figures 3.16.(b) et 3.16.(d) représentent les réponses spectrales modélisées correspondant aux réponses mesurées des Figures 3.16.(a) et 3.16.(c). On peut voir que le modèle exhaustif prédit correctement les réponses spectrales des pixels ayant la même épaisseur substrat et des propriétés optiques de zone active différentes.

Sur les Figures 3.16.(b) et 3.16.(d), la courbe en pointillés représente la réponse spectrale simulée avec le modèle exhaustif dans le cas d'un pixel dont les paramètres de la couche active (épaisseur et composition en cadmium) sont fixés aux valeurs moyennes estimées sur l'ensemble de la matrice de détection de Microspoc. On remarque que, même si on a utilisé l'épaisseur de substrat adéquate, les propriétés optiques de la zone active sont primordiales pour modéliser correctement la réponse spectrale autour des nombres d'onde de coupure.

En résumé, nous avons validé le modèle exhaustif en l'appliquant à des pixels de Microspoc qui est un cas particulier des PFIR HgCdTe avec un substrat aminci. Dans

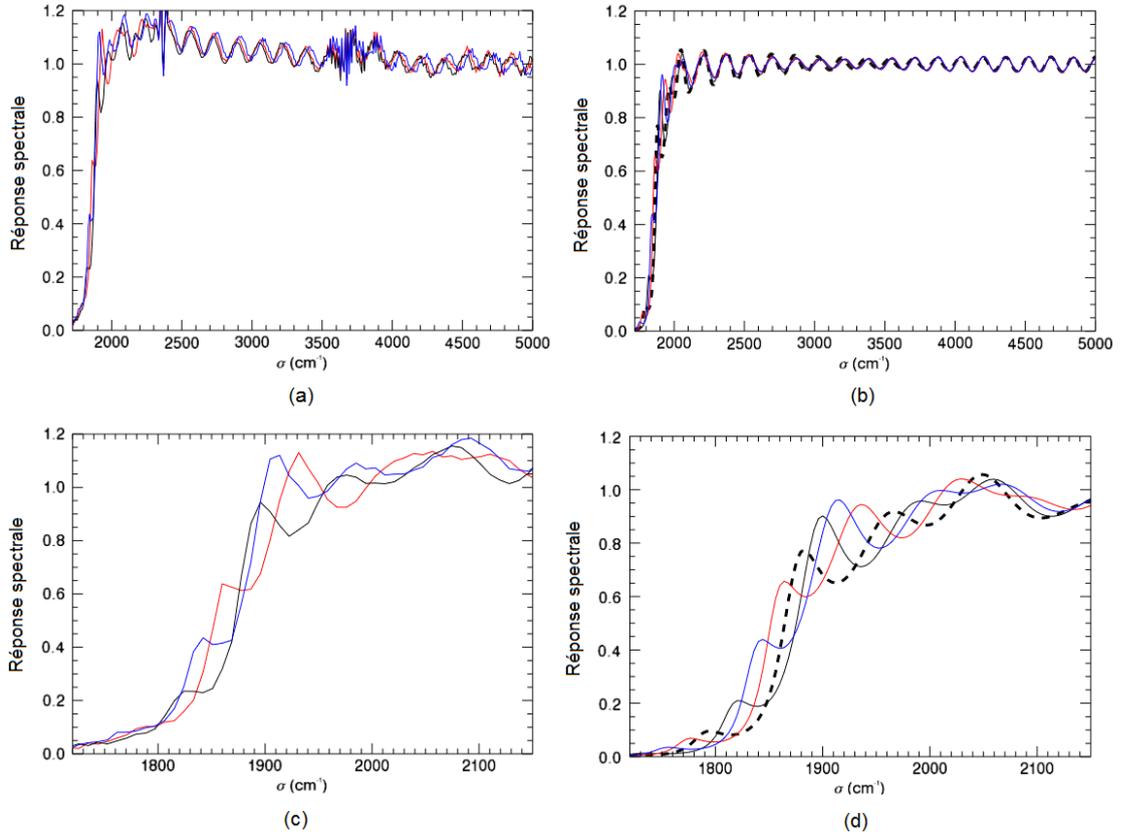


FIGURE 3.16: (a) Réponses spectrales expérimentales normalisées par la valeur moyenne sur l'intervalle $[4000\text{cm}^{-1}, 5000\text{cm}^{-1}]$. (b) Réponses modélisées normalisées correspondant à (a), simulées avec le modèle exhaustif. (c) et (d) sont les zooms de (a) et (b) autour des nombres d'onde de coupure. La courbe en pointillés sur les graphiques (b) et (d) correspond au modèle exhaustif avec des valeurs moyennes des paramètres de la zone active.

le paragraphe suivant, nous appliquons le modèle exhaustif au cas d'un PFIR HgCdTe commercial standard, fonctionnant dans la région du MWIR.

3.1.3.2 Validation expérimentale dans le cas d'un PFIR HgCdTe standard

Nous souhaitons valider le modèle exhaustif à travers le cas d'un PFIR HgCdTe commercial, en comparant les réponses spectrales simulées aux réponses mesurées. Nous rappelons dans un premier temps les hypothèses faites sur la structure du PFIR afin d'appliquer le modèle exhaustif. Ensuite, nous présenterons, comme dans le cas de MICROPOC, la superposition des simulations du modèle aux mesures expérimentales.

3.1.3.2.1 Présentation des hypothèses sur la structure d'un PFIR HgCdTe

Comme précisé dans la Section 3.1.2, chaque pixel est décrit par une matrice caractéristique. Le substrat est supposé aminci, et remplacé par une couche anti-reflet. Par conséquent, nous supposons que la structure est composée de l'empilement des couches suivantes : couche anti-reflet, zone active et couche métallique [35, 126]. On associe à ces couches les matrices caractéristiques M_{ar} et M_{za} . Ainsi, la matrice caractéristique de chaque pixel M_{pixel_HgCdTe} est calculée suivant l'expression (3.16).

$$[M_{pixel_HgCdTe}(\sigma)] = [M_{ar}(\sigma)] \cdot [M_{za}(\sigma)] \quad (3.16)$$

3.1.3.2.2 Comparaison entre les réponses spectrales mesurée et modélisée

La Figure 3.17 représente la réponse spectrale simulée par le modèle exhaustif, superposée à la réponse expérimentale d'un pixel HgCdTe d'un PFIR standard commercial. J'ai effectué la mesure de la réponse spectrale de ce détecteur à l'aide d'un spectromètre IR à transformée de Fourier, refroidi, qui fonctionne sous un vide primaire. Les réponses représentées sont normalisées par rapport à leurs valeurs maximales respectives.

On remarque que le bruit de mesure est plus présent sur la Figure 3.17 que sur la Figure 3.15. Ceci est dû au fait que le spectromètre IR à transformée de Fourier était réglé pour aller plus loin en différence de marche maximale. Ce réglage impose donc une exigence plus importante en résolution spectrale. C'est pourquoi la mesure, dans le cas du détecteur standard, fait davantage apparaître les fluctuations du bruit de mesure, car elle est effectuée avec une résolution plus fine.

D'autre part, la couche anti-reflet n'empêche pas la présence d'oscillations sur la réponse spectrale, bien qu'elles soient moins prononcées que dans le cas de Microspoc. Ces oscillations sont dues essentiellement à des phénomènes d'interférence faisant intervenir la couche active. On observe également que les signatures spectrales de l'absorption de l'eau et du dioxyde de carbone autour de 2400cm^{-1} et 3700cm^{-1} ne sont pas aussi marquées que dans la Figure 3.15. Cela s'explique par le fait que, dans ce cas, la mesure de la réponse spectrale a été effectuée sous vide.

Pour bien reproduire la réponse spectrale mesurée, nous avons choisi une couche anti-reflet optimisée autour du nombre d'onde 2840cm^{-1} , ce qui implique des conditions sur son épaisseur et son indice optique. En outre, l'indice de réfraction de la couche métallique a été ajusté de façon à obtenir un bon accord de contraste des oscillations autour du nombre d'onde de coupure entre la réponse simulée et la réponse mesurée. Cet ajustement peut s'expliquer par une évolution technologique, puisque le détecteur de Microspoc et le détecteur standard n'ont pas été fabriqués au même moment.

Ainsi, nous pouvons conclure que le modèle exhaustif décrit correctement la réponse spectrale d'un détecteur HgCdTe standard, fonctionnant dans le MWIR. La modélisation couvre l'ensemble de l'intervalle spectral de fonctionnement du détecteur, et permet en

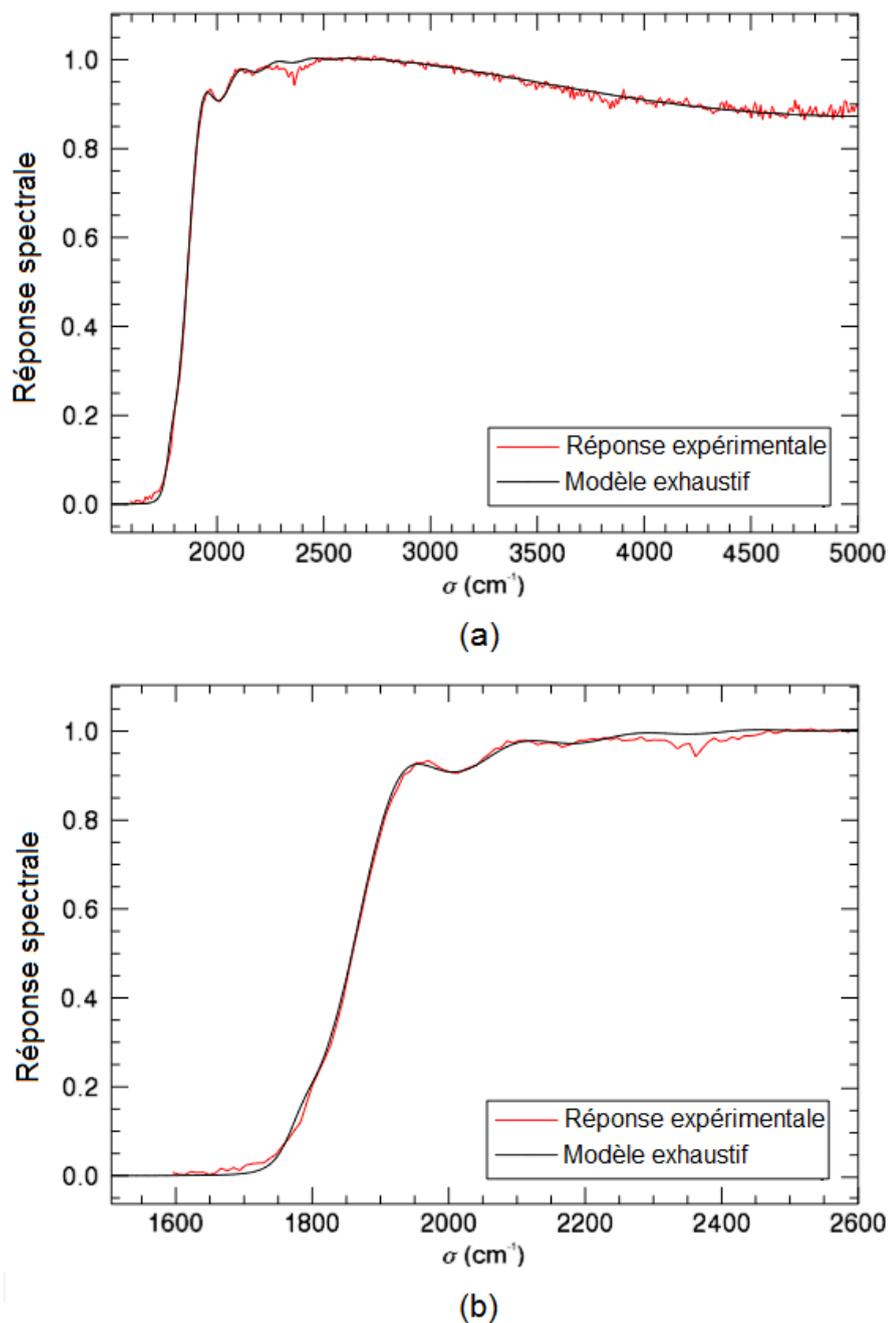


FIGURE 3.17: (a) Superposition de la réponse spectrale normalisée mesurée et de la réponse simulée par le modèle exhaustif dans le cas d'un pixel IR HgCdTe standard. (b) est le zoom de (a) autour du nombre d'onde de coupe

particulier de prédire les oscillations parasites des réponses spectrales en position et en contraste.

En conclusion, nous avons validé le modèle exhaustif à travers deux cas d'application. Nous allons discuter dans le paragraphe suivant les limites du modèle exhaustif, qui sont majoritairement imposées par les hypothèses simplificatrices que nous avons adoptées.

3.1.3.3 Limites du modèle exhaustif

Une des principales limites du modèle exhaustif est le fait que le processus de génération et collection des porteurs minoritaires n'est pas pris en compte. En effet, nous faisons l'hypothèse que tous les porteurs générés suite à l'absorption de photons sont collectés. Cela est justifié dans le cas d'une longueur de diffusion des porteurs comparable à l'épaisseur de la zone active, ce qui est le cas pour des architectures de détecteurs optimisées. A défaut de vérifier cette hypothèse, il est nécessaire de prendre en compte un paramètre multiplicatif, décrivant le ratio de collection dans la jonction $P - N$.

En outre, le modèle exhaustif est basé sur une description unidimensionnelle de la propagation des ondes électromagnétiques, qui suppose que les couches mises en jeu sont infinies dans les directions perpendiculaires à la direction de propagation. Ainsi, les éventuels effets de bord sont négligés. Cela revient à considérer que le crosstalk (ou diaphonie) entre pixels, qui est un phénomène électronique, n'influe pas sur la réponse spectrale simulée. Cette hypothèse est justifiée dans le cas de pixels voisins quasiment identiques, ce qui se traduit par de grandes longueurs de corrélation spatiale entre les pixels d'un PFIR. Nous avons en effet vérifié que dans nos détecteurs, les longueurs de corrélation entre pixels étaient supérieures à une trentaine de pixels.

De plus, il faut noter que les couches considérées dans la description du modèle ne prennent pas en compte d'éventuels éléments additionnels à la structure tels que les couches de passivation et d'adhésifs.

D'autre part, nous calculons le flux absorbé en utilisant la matrice caractéristique de la structure totale, ce qui nécessite la connaissance des épaisseurs et des indices des différentes couches, dans nos conditions de mesure. Ces propriétés peuvent être extraites de modèles de matériaux et de données expérimentales. Cependant, ces informations ne sont pas toujours accessibles en pratique, ce qui représente une limite supplémentaire à l'utilisation du modèle exhaustif.

Nous avons vu que le modèle exhaustif permet une description complète de la structure du pixel IR et prédit la réponse spectrale sur l'ensemble du domaine spectral d'étude. Pour une compréhension approfondie des phénomènes optiques à l'intérieur de la structure, nous proposons une modélisation heuristique de la réponse spectrale du pixel qui permet de distinguer le processus d'absorption du phénomène d'interférences. On peut alors déterminer le régime d'interférence responsable des oscillations observées sur les réponses spectrales mesurées, suivant le domaine spectral considéré. On peut également identifier les ondes prépondérantes dans la structure ainsi que les interfaces mises en jeu dans le processus d'interférences. Toutes ces informations apportent un éclairage complémentaire au modèle exhaustif précédemment présenté, et seront particulièrement utiles dans l'estimation de ses paramètres.

3.2 Modèle heuristique

Dans cette section, nous allons d'abord expliciter le formalisme mathématique sur lequel repose le modèle heuristique à trois ondes d'interférence. Ensuite, nous présenterons les résultats de simulation du modèle heuristique que nous comparerons à ceux du modèle exhaustif. Cela nous permettra de valider le modèle heuristique et d'identifier l'intervalle spectral sur lequel il reproduit le modèle exhaustif. Enfin, nous présenterons la généralisation du modèle heuristique à quatre ondes d'interférence qui généralisera notre démarche et qui apportera un éclairage important dans le dernier chapitre de ce mémoire de thèse.

3.2.1 Présentation du formalisme du modèle heuristique

Nous détaillons dans ce paragraphe les étapes de calcul du modèle heuristique, ainsi que les hypothèses simplificatrices sur lesquelles il repose.

3.2.1.1 Présentation du principe du modèle heuristique

Le modèle heuristique considère que chaque pixel est modélisé par un empilement de couches optiques délimitées par des interfaces. On suppose que le pixel est formé des mêmes couches que dans le modèle exhaustif, mise à part la région du gradient d'indice que l'on ignorera pour des raisons de simplification.

Chaque interface réfléchit des ondes, l'empilement de couches forme ainsi des cavités optiques. Les interférences à l'intérieur de ces cavités génèrent les oscillations observées précédemment sur les réponses spectrales mesurées. Dans le calcul du flux absorbé, le modèle exhaustif tient compte de l'ensemble des ondes interférant, et couvre l'ensemble de l'intervalle spectral de mesure. Le modèle heuristique, quant à lui, simule les interférences d'un nombre limité d'ondes dans le but de mieux comprendre les oscillations observées sur les réponses spectrales expérimentales.

Dans le paragraphe suivant, nous allons expliquer en quoi la formulation du modèle heuristique revient à considérer les ondes réfléchies par la structure du pixel.

3.2.1.2 Lien entre les ondes réfléchies par la structure et la réponse spectrale

De la même façon que pour le modèle exhaustif, dans le modèle heuristique, la réponse spectrale est équivalente au flux absorbé dans la structure, en supposant une collection totale des paires électron-trou. Ainsi, on décrit la réponse spectrale du pixel $A(\sigma)$ par l'équation (3.17), où I_{inc} et I_{abs} sont les flux incident et absorbé.

$$A(\sigma) = \frac{I_{abs}(\sigma)}{I_{inc}(\sigma)} \quad (3.17)$$

I_{abs} est exprimé par l'équation (3.18), où I_{ref} et I_{trans} sont les flux réfléchi et transmis par la structure.

$$I_{abs}(\sigma) = I_{inc}(\sigma) - I_{ref}(\sigma) - I_{trans}(\sigma) \quad (3.18)$$

On suppose que le flux transmis I_{trans} est négligeable par rapport aux autres flux dans la gamme spectrale $[1900cm^{-1}, 6000cm^{-1}]$, ce qui revient à considérer que la couche métallique au fond de la structure réfléchit la majorité de la lumière incidente, permettant à la couche active d'absorber une grande partie des photons utiles.

Sous cette hypothèse, la réponse spectrale s'écrit selon l'équation (3.19). On remarque alors que la réponse spectrale s'écrit directement en fonction du flux réfléchi.

Dans le paragraphe suivant, on cherchera à exprimer ce flux en fonction des ondes réfléchies majoritaires dans la structure.

$$A(\sigma) = 1 - \frac{I_{ref}(\sigma)}{I_{inc}(\sigma)} \quad (3.19)$$

3.2.1.3 Identification des ondes majoritaires dans le phénomène d'interférence

Pour calculer le flux réfléchi par la structure, on calcule d'abord les amplitudes complexes des ondes réfléchies E_i à l'interface air/substrat en utilisant l'équation (3.20).

$$E_i(\sigma) = \rho_i(\sigma) \cdot \exp(j\phi_i(\sigma)) \cdot \exp(-2j\pi\sigma\delta_i) \cdot E_0(\sigma) \quad (3.20)$$

Nous adoptons une description classique des ondes réfléchies, où E_0 est l'amplitude complexe de l'onde incidente arrivant au voisinage de la structure, δ_i est la différence de chemin optique entre l'onde incidente et l'onde réfléchie E_i . ρ_i et Φ_i sont l'amplitude et la phase de l'onde E_i à partir des formules de Fresnel décrivant la réflexion et la transmission aux interfaces [118].

La Figure 3.18 représente le module des amplitudes $|E_i|$ en fonction du nombre d'onde, correspondant aux ondes représentées sur la Figure 3.19.

La Figure 3.19 montre les huit ondes majoritaires intervenant dans le phénomène d'interférences du flux réfléchi, qui sont prépondérantes en termes d'amplitude spectrale. Les ondes sont numérotées de la plus importante E_1 à la moins importante E_8 , et sont simulées dans le cas d'un détecteur HgCdTe en l'absence de couche anti-reflet et de région de gradient d'indice. La couche métallique caractérisée par un indice effectif constant

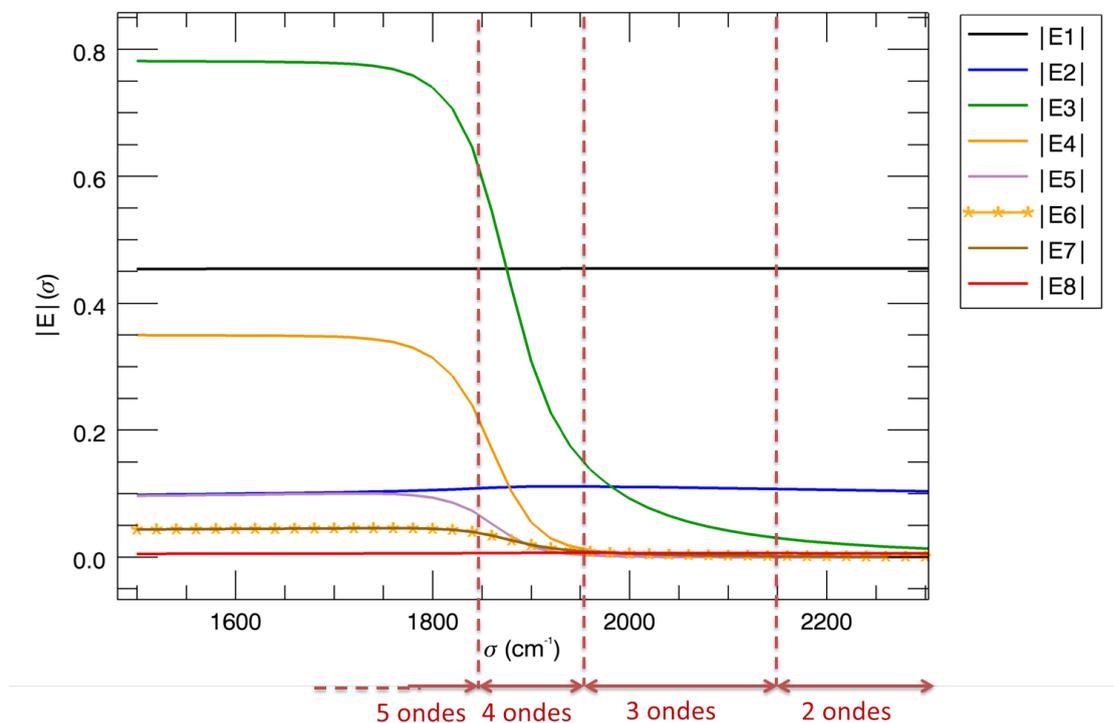


FIGURE 3.18: Variation des amplitudes des principales ondes réfléchies par un pixel infrarouge en fonction du nombre d'onde. Les ondes correspondantes sont illustrées sur la Figure 3.19

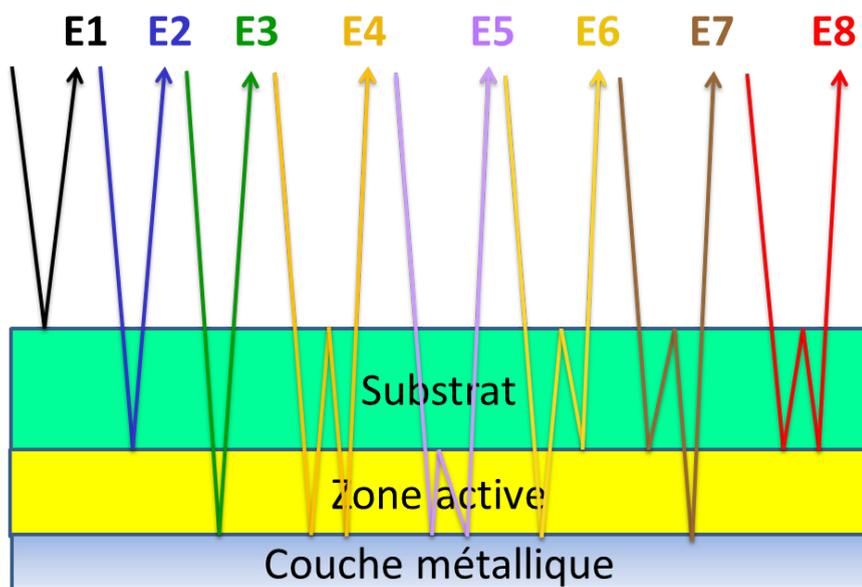


FIGURE 3.19: Schéma des ondes réfléchies prépondérantes dans le phénomène d'interférences

(indépendant du nombre d'onde) est elle toujours présente, pour modéliser la réflexion des photons au fond du pixel.

Comme précisé précédemment, le calcul est réalisé pour une structure sans couche anti-reflet, ce qui a tendance à surévaluer les ondes réfléchies dans le cas d'une structure réelle avec traitement anti-reflet. On peut voir sur la Figure 3.18 que l'amplitude $|E_4|$ est particulièrement faible comparée aux amplitudes $|E_1|$, $|E_2|$ et $|E_3|$. Son impact est négligeable car elle est limitée à la région de nombre d'onde de coupure.

3.2.1.4 Simulation de la réponse spectrale par le modèle heuristique

La principale approximation du modèle heuristique est de considérer uniquement les trois ondes réfléchies les plus importantes pour la simulation de la réponse spectrale. Ces ondes ont les amplitudes E_1 , E_2 et E_3 , et sont représentées sur la Figure 3.20. Dans ce cas particulier, ces ondes correspondent aux réflexions sur les interfaces des couches substrat, zone active et couche métallique.

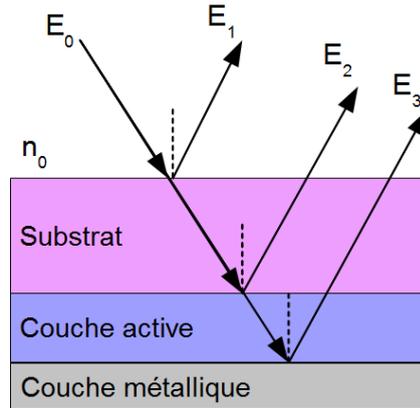


FIGURE 3.20: Schéma des trois ondes majoritaires dans le phénomène d'interférence décrivant le modèle heuristique

Ainsi, le flux réfléchi I_{ref} s'exprime en fonction de ces trois ondes, selon l'équation (3.21), où n_0 est l'indice de réfraction du milieu d'entrée, ϵ_0 et μ_0 sont la permittivité électrique et la perméabilité magnétique du vide.

$$I_{ref}(\sigma) = \frac{1}{2} \frac{\epsilon_0}{\mu_0} n_0 \left| \sum_{i=1}^3 E_i(\sigma) \right|^2 \quad (3.21)$$

Les ondes réfléchies E_i sont décrites par l'équation (3.22), où δ_s et δ_{za} sont les différences de chemin optique dans le substrat et la zone active.

$$\begin{aligned}
 E_1(\sigma) &= B_1(\sigma) \cdot E_0 \\
 E_2(\sigma) &= B_2(\sigma) \cdot \exp(-2i\pi\sigma\delta_s) \cdot E_0 \\
 E_3(\sigma) &= B_3(\sigma) \cdot \exp(-2i\pi\sigma(\delta_s + \delta_{za})) \cdot E_0
 \end{aligned}
 \tag{3.22}$$

On rappelle les coefficients de réflexion et de transmission en amplitude r_{mp} et t_{mp} sur l'interface entre un milieu m et un milieu p par l'équation (3.23) [118].

$$\begin{aligned}
 r_{mp} &= \frac{n_m - n_p}{n_m + n_p} \\
 t_{mp} &= \frac{2n_m}{n_m + n_p}
 \end{aligned}
 \tag{3.23}$$

Les termes B_i se calculent en fonction de ces coefficients de réflexion et de transmission selon le chemin suivi par l'onde E_i , comme le montre l'équation (3.24). Le terme en exponentielle dans l'expression de $B_3(\sigma)$ tient compte de l'absorption linéique $\beta(\sigma)$ d'une couche active d'épaisseur e_{za} .

$$\begin{aligned}
 B_1(\sigma) &= r_{air,sub}(\sigma) \\
 B_2(\sigma) &= t_{air,sub}(\sigma) \cdot r_{sub,za}(\sigma) \cdot t_{sub,air}(\sigma) \\
 B_3(\sigma) &= t_{air,sub}(\sigma) \cdot t_{sub,za}(\sigma) \cdot r_{za,met}(\sigma) \cdot t_{za,sub}(\sigma) \cdot t_{sub,air}(\sigma) \cdot \exp^{-2\beta(\sigma)e_{za}}
 \end{aligned}
 \tag{3.24}$$

Pour plus de clarté dans l'expression du modèle, nous exprimerons les fonctions complexes B_i en fonction de leur module $\rho_i(\sigma)$ et phase $\Phi_i(\sigma)$, comme le montre l'équation (3.25).

$$B_i(\sigma) = \rho_i(\sigma) \cdot \exp(-j\Phi_i(\sigma))
 \tag{3.25}$$

Le flux incident est fonction de l'onde incidente d'amplitude E_0 , exprimé par l'équation (3.26).

$$I_{inc}(\sigma) = \frac{1}{2} \frac{\epsilon_0}{\mu_0} n_0 |E_0(\sigma)|^2 \quad (3.26)$$

La réponse spectrale du pixel est alors donnée par l'expression (3.27).

$$\begin{aligned} \eta_{3ondes}(\sigma) = & \eta_{0.3ondes}(\sigma) \\ & - 2\rho_1(\sigma)\rho_2(\sigma) \cdot \cos[2\pi\sigma\delta_s(\sigma) - \phi_2(\sigma) + \phi_1(\sigma)] \\ & - 2\rho_2(\sigma)\rho_3(\sigma) \cdot \cos[2\pi\sigma\delta_{za}(\sigma) - \phi_3(\sigma) + \phi_2(\sigma)] \\ & - 2\rho_1(\sigma)\rho_3(\sigma) \cdot \cos[2\pi\sigma(\delta_s(\sigma) + \delta_{za}(\sigma)) - \phi_3(\sigma) + \phi_1(\sigma)] \end{aligned} \quad (3.27)$$

La réponse moyenne $\eta_{0.3ondes}$ est exprimée par l'équation (3.28). Elle correspond à la partie non modulée de la réponse η_{3ondes} et dépend des amplitudes des ondes ρ_i .

$$\eta_{0.3ondes}(\sigma) = 1 - \rho_1(\sigma)^2 - \rho_2(\sigma)^2 - \rho_3(\sigma)^2 \quad (3.28)$$

Dans la section suivante, nous présentons les résultats du modèle heuristique que nous comparerons avec ceux du modèle exhaustif.

3.2.2 Comparaison du modèle heuristique avec le modèle exhaustif

La Figure 3.21 montre la dépendance de la réponse spectrale du modèle heuristique, superposée à celle du modèle exhaustif. Les modèles sont appliqués dans le cas d'un détecteur IR HgCdTe sans couche anti-reflet, et sans région de gradient d'indice.

On peut distinguer sur ces réponses spectrales les régimes d'interférences à deux et trois ondes grâce à la forme caractéristique des oscillations sinusoïdales. Ces régimes coïncident bien avec ceux identifiés sur la Figure 3.18. On remarque que dans les régimes à deux et trois ondes, le modèle heuristique approxime correctement le modèle exhaustif sur un large domaine spectral $[1900cm^{-1}, 7000cm^{-1}]$, et permet de reproduire les oscillations en position et en contraste. Pour les nombres d'onde inférieurs à $1900cm^{-1}$, cette approximation n'est plus valide. En effet, dans cet intervalle spectral, le modèle heuristique ne suffit plus à décrire les interférences à l'intérieur du pixel. La zone active devient faiblement absorbante, laissant ainsi traverser diverses ondes dans la structure, qui se réfléchissent et interfèrent entre elles. Ces ondes sont celles représentées sur la Figure 3.18. Ainsi, le modèle heuristique basé sur des interférences à trois ondes devient inapproprié pour décrire le comportement spectral du pixel.

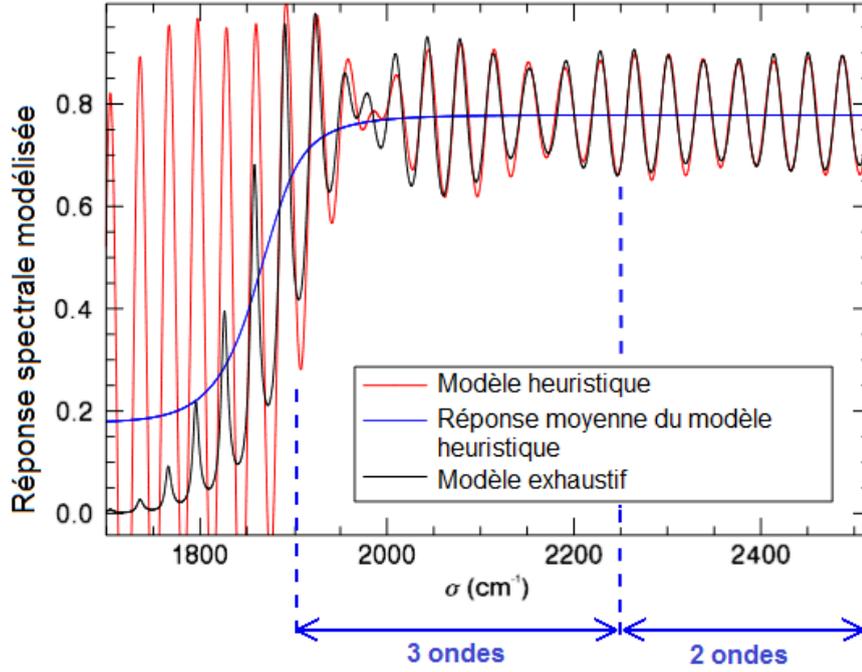


FIGURE 3.21: Superposition des réponses spectrales modélisées avec le modèle exhaustif et le modèle heuristique

Il faut noter que la validité de l'approximation est spécifique à la structure du pixel modélisé, ainsi qu'à la nature du matériau le constituant. De manière intuitive, plus on prend en compte d'ondes dans le modèle heuristique, et mieux le modèle exhaustif sera approximé. Dans la section suivante, nous présentons l'extension du modèle heuristique à quatre ondes d'interférence, pour conforter notre étude, mais également pour un usage ultérieur de ce modèle que nous verrons au dernier chapitre de ce mémoire.

3.2.3 Présentation du modèle heuristique étendu à 4 ondes d'interférence

Dans cette section, nous nous intéressons au modèle heuristique étendu à quatre ondes d'interférence. Après avoir présenté son expression analytique, nous comparerons les résultats de simulation de ce modèle à ceux du modèle exhaustif.

3.2.3.1 Description du phénomène d'interférences à 4 ondes

Le modèle heuristique peut s'étendre à quatre ondes d'interférence au lieu de trois, en ajoutant l'onde E_4 représentée sur la Figure 3.19, et exprimée par l'équation (3.29).

$$E_4(\sigma) = B_4(\sigma) \cdot \exp(-4i\pi\sigma(\delta_s + \delta_{za})) \cdot E_0 \quad (3.29)$$

On peut montrer que $B_4(\sigma)$ s'écrit en fonction de $B_3(\sigma)$ selon l'équation (3.30).

$$B_4(\sigma) = B_3(\sigma) \cdot r_{sub,air} \cdot t_{sub,za} \cdot r_{za,met} \cdot t_{za,sub} \cdot \exp(-2\beta(\sigma)e_{za}) \quad (3.30)$$

On en déduit alors l'expression de la réponse spectrale modélisée par le modèle d'interférence à quatre ondes, donnée par l'équation (3.31).

$$\begin{aligned} \eta_{4ondes}(\sigma) = & \eta_{0_4ondes}(\sigma) \\ & - 2\rho_1(\sigma)\rho_2(\sigma) \cdot \cos[2\pi\sigma\delta_s(\sigma) - \phi_2(\sigma) + \phi_1(\sigma)] \\ & - 2\rho_2(\sigma)\rho_3(\sigma) \cdot \cos[2\pi\sigma\delta_{za}(\sigma) - \phi_3(\sigma) + \phi_2(\sigma)] \\ & - 2\rho_1(\sigma)\rho_3(\sigma) \cdot \cos[2\pi\sigma(\delta_s(\sigma) + \delta_{za}(\sigma)) - \phi_3(\sigma) + \phi_1(\sigma)] \\ & - 2\rho_3(\sigma)\rho_4(\sigma) \cdot \cos[2\pi\sigma(\delta_s(\sigma) + \delta_{za}(\sigma)) - \phi_4(\sigma) + \phi_3(\sigma)] \\ & - 2\rho_2(\sigma)\rho_4(\sigma) \cdot \cos[2\pi\sigma(\delta_s(\sigma) + 2\delta_{za}(\sigma)) - \phi_4(\sigma) + \phi_2(\sigma)] \\ & - 2\rho_1(\sigma)\rho_4(\sigma) \cdot \cos[2\pi\sigma(2\delta_s(\sigma) + 2\delta_{za}(\sigma)) - \phi_4(\sigma) + \phi_1(\sigma)] \end{aligned} \quad (3.31)$$

De la même manière que pour le modèle à trois ondes d'interférence, la réponse moyenne η_{0_4ondes} est exprimée par l'équation (3.32), qui est la partie non modulée de la réponse spectrale η_{4ondes} .

$$\eta_{0_4ondes}(\sigma) = 1 - \rho_1(\sigma)^2 - \rho_2(\sigma)^2 - \rho_3(\sigma)^2 - \rho_4(\sigma)^2 \quad (3.32)$$

3.2.3.2 Comparaison du modèle à 4 ondes d'interférence avec les modèles heuristique et exhaustif

La Figure 3.22 montre la réponse spectrale η_{4ondes} superposée au modèle heuristique à trois ondes et ainsi qu'au modèle exhaustif.

On peut voir sur cette figure que le modèle à quatre ondes présente une chute de contraste plus importante autour des longueurs d'onde de coupure, comparé au modèle heuristique à trois ondes, se rapprochant ainsi davantage du modèle exhaustif. Cependant, bien qu'elle présente des oscillations en phase avec celles du modèle exhaustif, la réponse spectrale du modèle à quatre ondes contient des rebonds qui ne sont pas présents dans le modèle exhaustif. On remarque par ailleurs que la réponse moyenne η_{0_4ondes} suit mieux celle du modèle exhaustif que la réponse moyenne η_{0_3ondes} .

En conclusion, nous avons proposé une modélisation heuristique de la réponse spectrale du pixel IR. Il s'agit d'un outil complémentaire au modèle exhaustif qui permet de comprendre les phénomènes d'interférence à l'intérieur de la structure du pixel, en

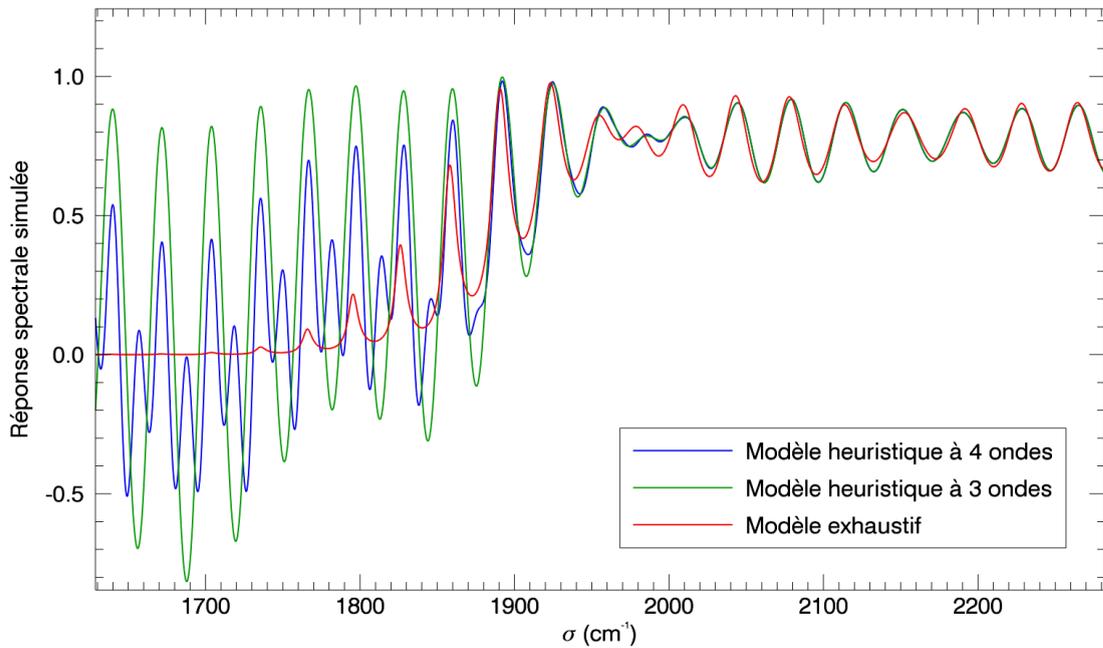


FIGURE 3.22: Superposition des réponses spectrales simulées avec les différents modèles optiques présentés

identifiant les régimes d'interférence responsables de la forme des oscillations observées sur la réponse simulée par le modèle exhaustif.

Cette description nous a permis d'enrichir le phénomène d'interférences à deux ondes, qui constitue la brique de base de conception de l'instrument Microspoc. Cependant, nous avons vu que le fait d'étendre le modèle heuristique à quatre ondes d'interférence dégrade la qualité de prédiction de la réponse spectrale, puisqu'il ajoute des rebonds supplémentaires, qui ne sont pas présents initialement sur les réponses simulées par le modèle exhaustif. De plus, le modèle heuristique à trois ondes d'interférence constitue un outil incontournable pour limiter les domaines d'évaluation de paramètres, comme nous allons le voir dans la suite de ce chapitre.

Dans la section suivante, nous présentons les différentes méthodes que nous avons adoptées pour estimer les paramètres du modèle exhaustif. Ces méthodes seront appliquées au cas particulier de Microspoc, et les résultats obtenus seront présentés. Nous précisons que certaines données numériques ne seront pas présentées pour des raisons de confidentialité.

3.3 Estimation des paramètres du modèle exhaustif

Les paramètres du modèle exhaustif caractérisent les différentes couches optiques. Nous allons présenter quelques méthodes d'estimation de ces paramètres que nous appliquerons au cas de Microspoc.

3.3.1 Estimation de l'épaisseur de la région de gradient d'indice

Comme nous l'avons mentionné dans la section 3.1.2.3.3, l'épaisseur de la zone de gradient d'indice est estimée à travers le contraste des oscillations observées sur les réponses spectrales mesurées. Nous avons choisi de la considérer identique pour tous les pixels, étant donné qu'elle est liée au procédé de croissance de la couche active sur le substrat, que l'on peut supposer indépendant des pixels. La valeur numérique de l'épaisseur de gradient d'indice est fixée à $0.5\mu m$, par retour d'expérience sur les mesures faites.

3.3.2 Estimation de l'indice de la couche métallique

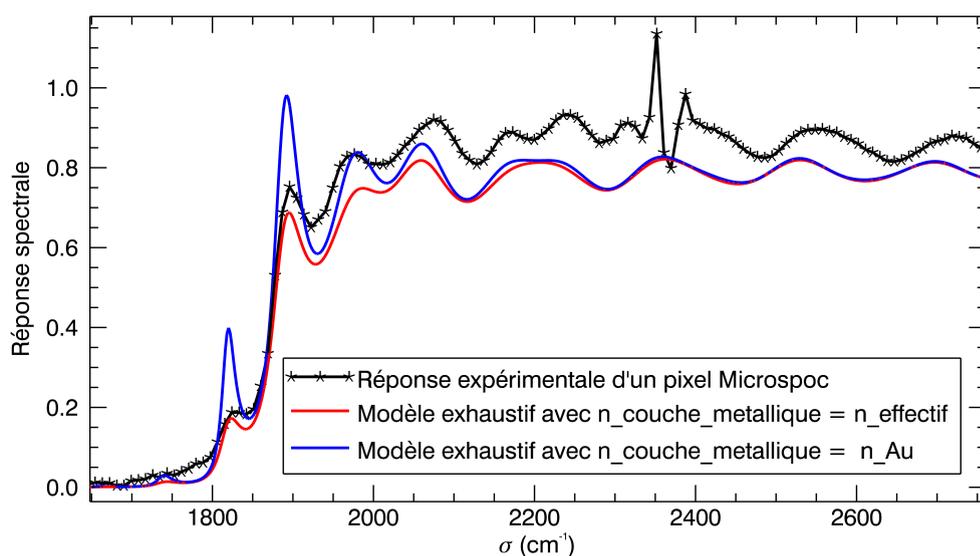


FIGURE 3.23: Superposition de la réponse spectrale du pixel (418,303) de Microspoc et des réponses simulées avec le modèle exhaustif, pour différentes valeurs d'indice de réfraction de la couche métallique. La courbe rouge correspond à un indice effectif constant de $7 - i$, et la courbe bleue correspond à l'indice de l'or à $\sigma = 1900\text{cm}^{-1}$, extrait de la référence [127]

L'indice de réfraction de la couche métallique est choisi de façon à avoir un bon accord entre les oscillations du modèle et les mesures autour des longueurs d'onde de coupure. Dans cette zone de faible absorption, différentes ondes sont réfléchies sur la couche métallique. C'est pour cela que l'effet de l'indice de réfraction de cette couche est particulièrement visible autour des longueurs d'onde de coupure, où il influence principalement sur l'amplitude des pics d'oscillation observés.

Nous avons illustré ce phénomène sur la Figure 3.23, où une réponse spectrale expérimentale est superposée à deux réponses simulées par le modèle exhaustif, avec des indices de couche métallique différents. Le premier indice est celui d'une couche d'Or extrait de [127], et le second est un indice de réfraction effectif. On peut remarquer sur cette figure, qu'en ajustant convenablement l'indice effectif de la couche métallique,

le modèle exhaustif reproduit correctement l'amplitude des pics observés dans le régime à faible absorption.

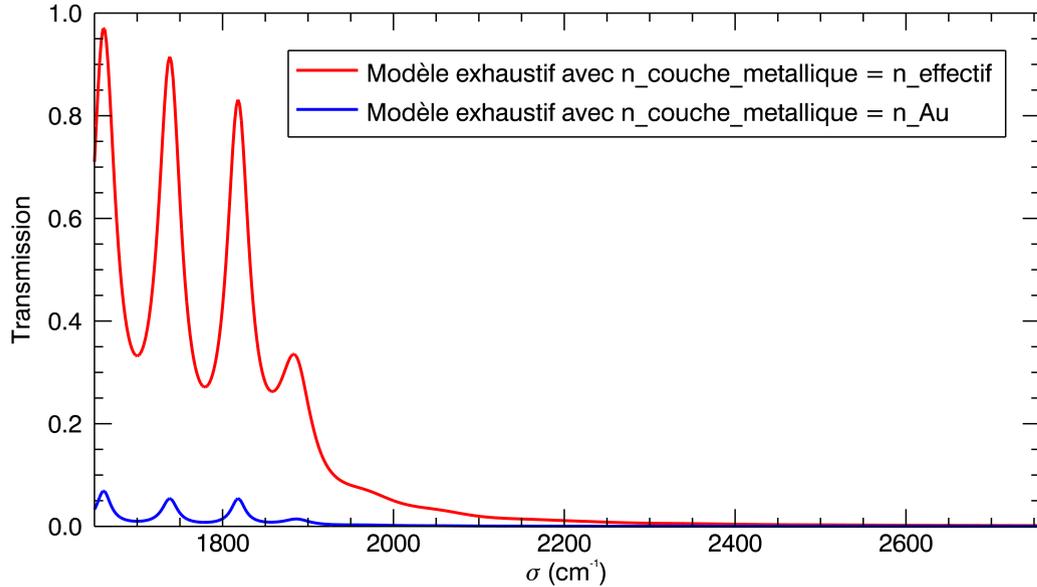


FIGURE 3.24: Transmissions spectrales simulées avec le modèle exhaustif, pour différentes valeurs d'indice de réfraction de la couche métallique. La courbe rouge correspond à un indice effectif de $7 - i$, et la courbe bleue correspond à l'indice de l'Or à $\sigma = 1900\text{cm}^{-1}$, extrait de la référence [127].

Nous avons tracé sur la Figure 3.24 la transmission de la structure, juste après le dioptre zone active/couche métallique, calculée avec le modèle exhaustif dans deux cas d'indice de couche métalliques : celui d'un indice effectif ($7 - i$) et celui de l'indice de l'Or ($3.9 - i * 33.1$ à 1900cm^{-1}) [127]. On remarque dans un premier temps que l'Or ne transmet que très peu de signal optique (transmission maximale de 5% en flux dans l'intervalle $[1800\text{cm}^{-1}, 2000\text{cm}^{-1}]$), et absorbe une grande partie du rayonnement, ce qui est caractéristique d'un métal parfait. En revanche, la couche métallique caractérisée par un indice effectif, et qui donne un bon accord avec les mesures, transmet une quantité plus importante en flux (transmission maximale de 83% dans l'intervalle $[1800\text{cm}^{-1}, 2000\text{cm}^{-1}]$). Cela signifie qu'il y a une quantité de rayonnement infrarouge non négligeable qui passe vers le fond du pixel dans le régime à faible absorption.

3.3.3 Estimation de l'épaisseur de substrat

L'épaisseur de substrat de chaque pixel est estimée en appliquant une transformée de Fourier de la réponse spectrale, tronquée au régime à deux ondes d'interférence, précédemment identifié, correspondant à l'intervalle spectral $[2250\text{cm}^{-1}, 6000\text{cm}^{-1}]$. Nous avons vu que, dans ce régime, la réponse spectrale peut être décrite simplement par

les interférences entre les ondes E_1 et E_2 (voir les Figures 3.18 et 3.21). La réponse spectrale peut donc être décrite par l'équation (3.33), où η_{0_2ondes} est la réponse moyenne, fonction des amplitudes $|E_1|$ et $|E_2|$.

$$\eta_{2ondes}(\sigma) = \eta_{0_2ondes}(\sigma) - 2\rho_1(\sigma)\rho_2(\sigma) \cdot \cos[2\pi\sigma\delta_s(\sigma) - \phi_2(\sigma) + \phi_1(\sigma)] \quad (3.33)$$

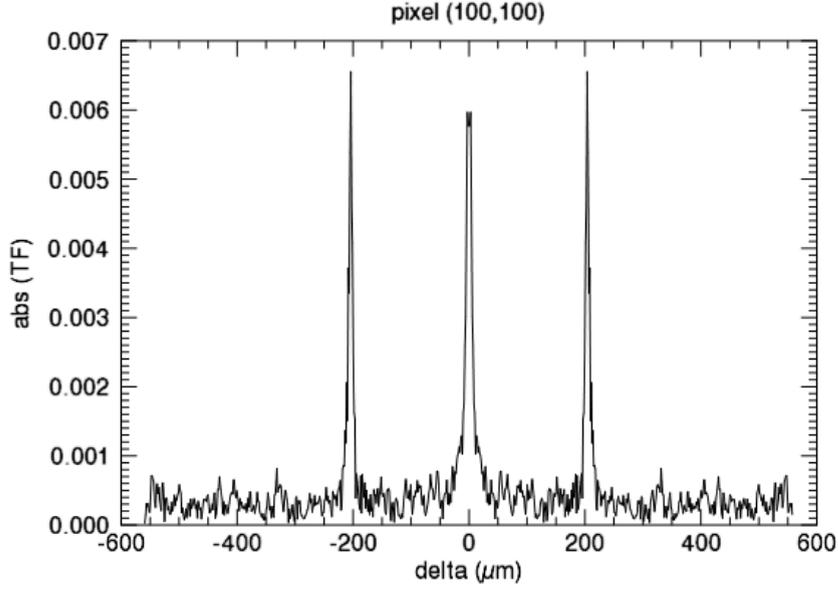


FIGURE 3.25: Module de la transformée de Fourier de la réponse spectrale du pixel (100,100) de Microspoc, tronquée au régime à deux ondes d'interférence. L'échelle des abscisses est en différence de marche

Ainsi, il est possible d'extraire la différence de marche δ_s de la couche de substrat en évaluant la position du pic de la transformée de Fourier. Sur la Figure 3.25, nous avons représenté le module de la transformée de Fourier de la réponse spectrale mesurée du pixel (100,100) de Microspoc, tronquée au régime à deux ondes d'interférence. Le pic central observé correspond à la contribution moyenne résiduelle de la réponse spectrale. Les deux pics de part et d'autre de ce pic central sont caractéristiques de la transformée de Fourier du cosinus dans l'équation (3.33).

Cependant, cette méthode ne tient pas compte de la dispersion de l'indice du substrat $n_s(\sigma)$ dans la restitution de l'épaisseur de substrat. Nous pouvons donc reformuler l'équation (3.33), en fonction de l'épaisseur de substrat e_s , en effectuant un changement de variable ($\Sigma = 2n_s(\sigma)\sigma$) qui prend en compte le chromatisme de l'indice du substrat pour obtenir l'équation (3.34).

$$\eta_{2ondes}(\Sigma) = \eta_{0_2ondes}(\Sigma) - 2\rho_1(\Sigma)\rho_2(\Sigma) \cdot \cos[2\pi\Sigma e_s - \phi_2(\Sigma) + \phi_1(\Sigma)] \quad (3.34)$$

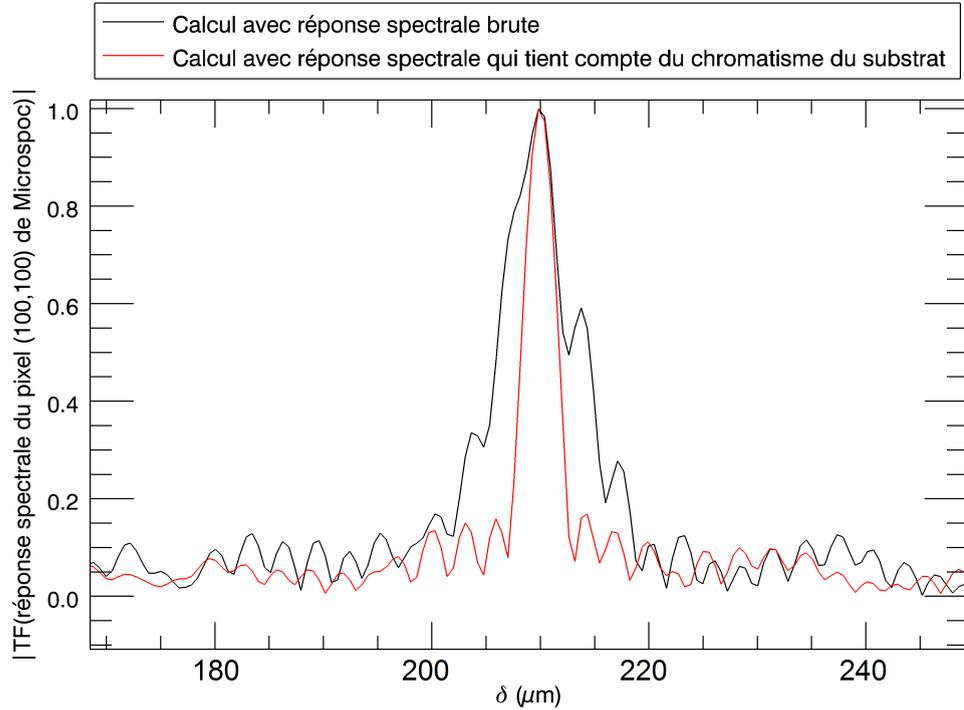


FIGURE 3.26: Zoom sur un pic (autour de la différence de marche de substrat) du module de la transformée de Fourier de la réponse spectrale du pixel (100,100) de Microspoc tronquée au régime à deux ondes d'interférence.

Ainsi, la position des pics de la transformée de Fourier de cette équation donne directement l'épaisseur de substrat e_s du pixel considéré. De plus, comme on peut l'observer sur la Figure 3.26, la largeur des pics observée se réduit dans le cas du changement de variable, ce qui permet une meilleure estimation de sa position. En effet, le fait que les variables δ_s et σ ne soient pas indépendantes dans l'équation 3.33, a pour conséquence d'élargir le pic de la transformée de Fourier car l'échelle en nombre d'onde est en quelque sorte dilatée par le chromatisme du substrat, ce qui introduit ainsi une incertitude sur l'estimation de l'épaisseur de substrat.

La cartographie des épaisseurs de substrat estimées par cette méthode, appliquée au cas de Microspoc, est représentée sur la Figure 3.27. On peut reconnaître en particulier la pente caractéristique de l'instrument Microspoc, et en déduire que le substrat n'est pas aminci parfaitement selon la direction horizontale.

Cette méthode d'estimation suppose que l'oscillation perçue dans le régime à deux ondes d'interférence est due uniquement aux interférences à l'intérieur du substrat. En réalité, comme nous l'avons vu au paragraphe 3.1.2.3, le couche de gradient introduit un décalage des sommets des oscillations, ce qui fausse notre estimation d'épaisseur de substrat. Nous verrons dans le chapitre 4, quels sont les conséquences de telles incertitudes d'estimation.

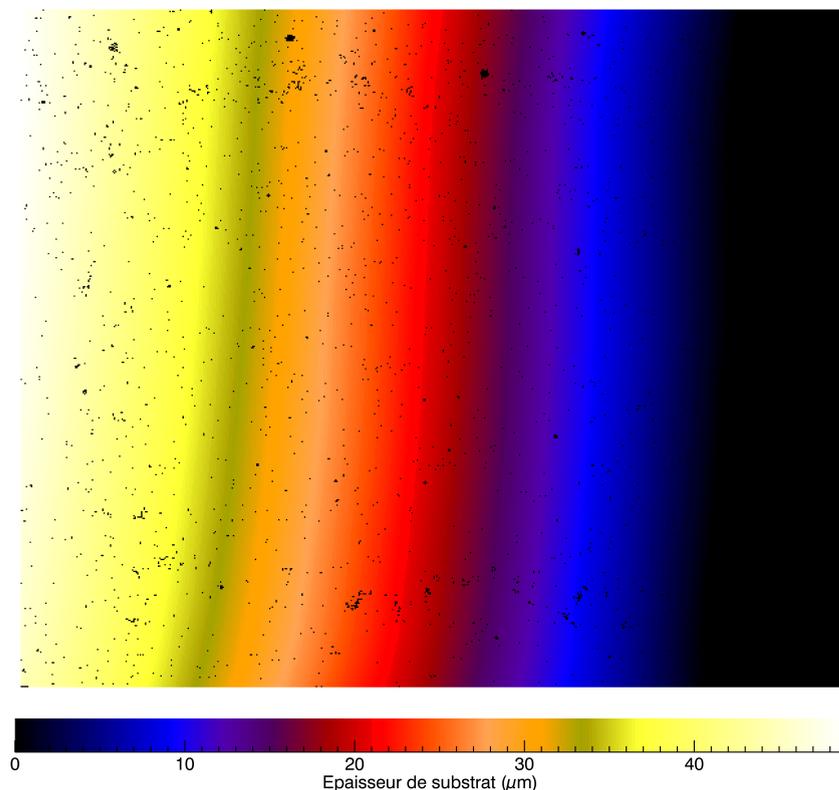


FIGURE 3.27: Cartographie des épaisseurs de substrat de l'instrument Microspoc

3.3.4 Estimation du nombre d'onde de coupure

La définition la plus classiquement utilisée du nombre d'onde de coupure est celle du nombre d'onde pour lequel la réponse spectrale atteint 50% de son maximum [38, 35]. Dans le cas de Microspoc, l'estimation des nombres d'onde de coupure selon ce critère n'est pas adaptée, car les réponses spectrales présentent d'importantes oscillations autour de la zone de coupure, qui peuvent fausser l'information recherchée à travers le nombre d'onde de coupure. Cela est dû à l'absence de couche anti-reflet dans la structure du détecteur qui maximise les effets d'interférences dans la structure.

Par conséquent, nous avons établi un nouveau critère d'estimation des nombres d'onde de coupure qui permet de rendre compte des disparités de réponses entre les pixels, sans être perturbé par les oscillations dans la zone de coupure. Nous définissons le nombre d'onde de coupure par le nombre d'onde pour lequel la réponse spectrale filtrée des oscillations atteint 50% de sa valeur en régime d'absorption forte. La valeur en régime d'absorption forte correspond à la moyenne de la réponse spectrale brute sur le domaine spectral $[4000\text{cm}^{-1}, 6000\text{cm}^{-1}]$. L'avantage de cette définition est qu'elle permet de s'affranchir des disparités de réponse moyenne en régime de forte absorption entre les pixels, pour considérer uniquement les disparités de longueur d'onde de coupure.

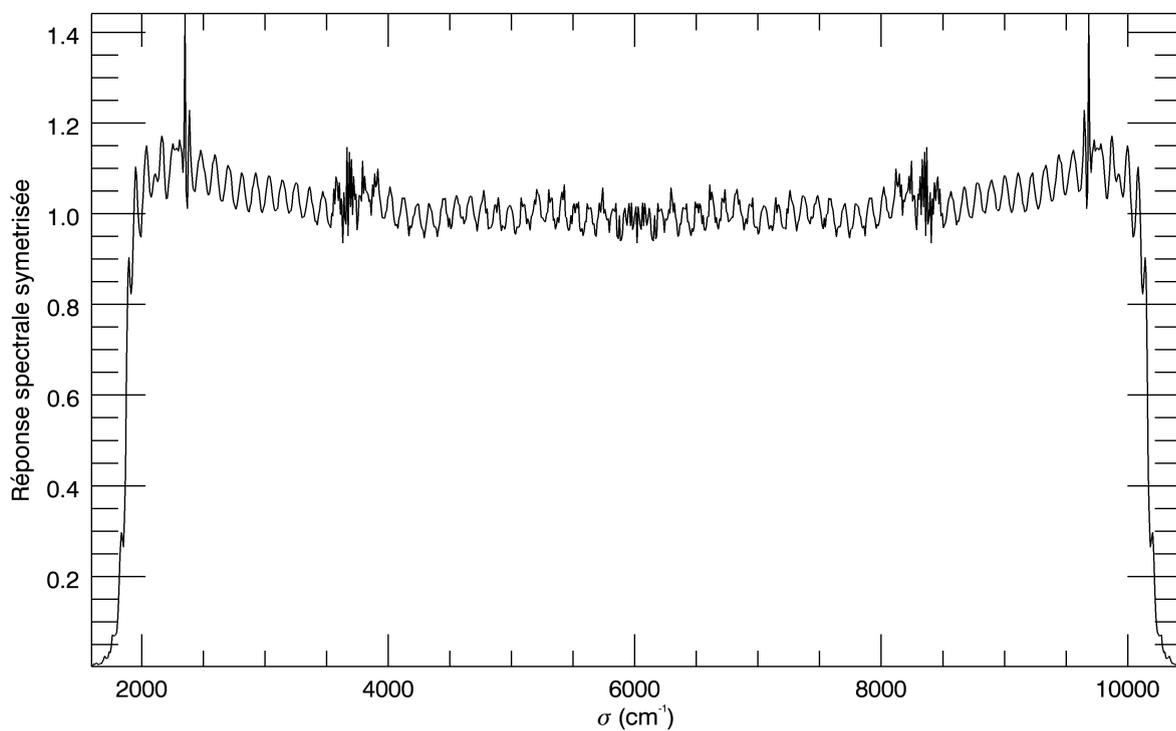


FIGURE 3.28: Réponse spectrale expérimentale symétrisée du pixel (350,200) de l'instrument Microspoc

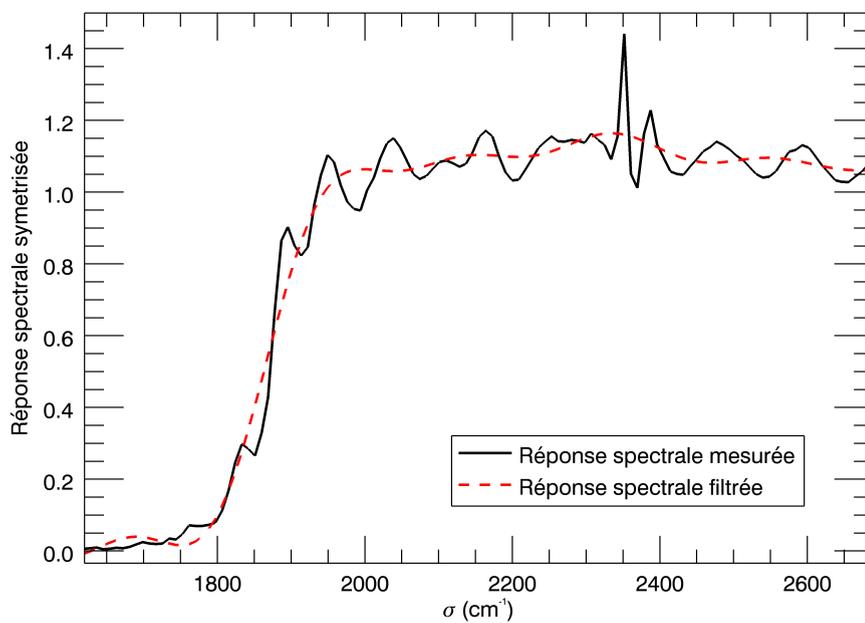


FIGURE 3.29: Réponse spectrale expérimentale filtrée du pixel (350,200) de l'instrument Microspoc

Le filtrage de la réponse spectrale s'effectue dans l'espace de Fourier après symétrisation de cette réponse spectrale dans l'espace des nombres d'onde, comme le montre la Figure

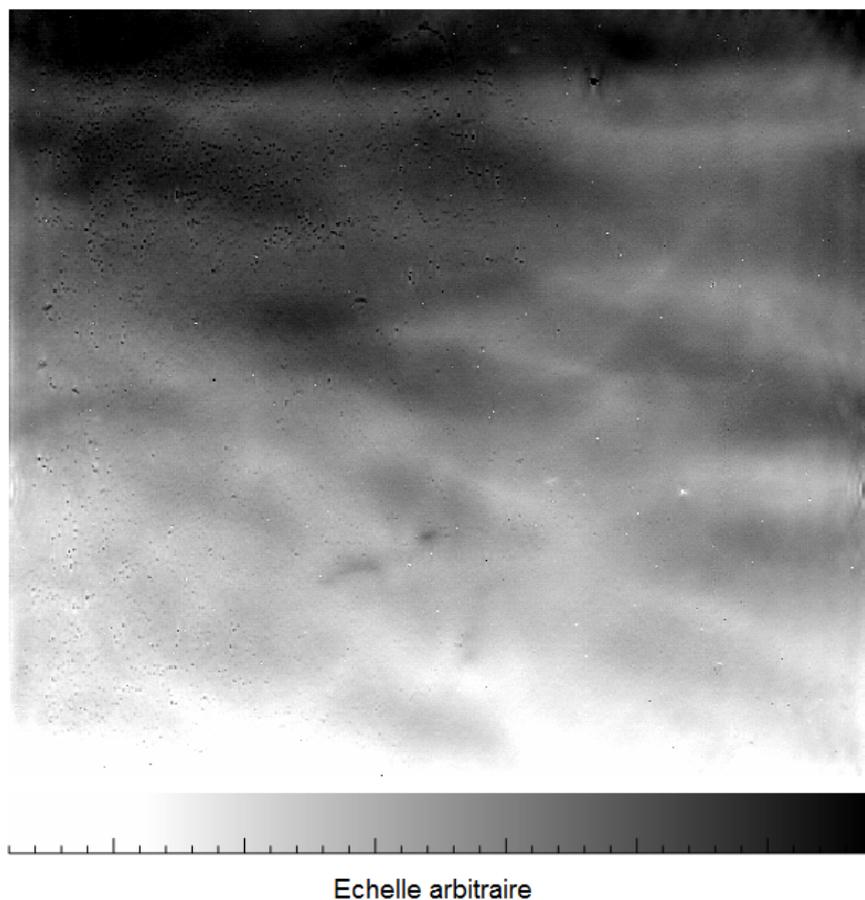


FIGURE 3.30: Cartographie des nombres d'onde de coupure de l'instrument Microspoc

3.28. Cette symétrisation permet de s'affranchir des effets de bords provoqués par les algorithmes de calcul de la transformée de Fourier discrète lors de la périodisation du signal. La Figure 3.29 montre le résultat obtenu après filtrage de la réponse spectrale symétrisée, représentée sur la Figure 3.28.

Après filtrage des réponses spectrales, nous avons estimé les nombres d'onde de coupure selon le critère cité plus haut, afin d'obtenir la cartographie représentée sur la Figure 3.30. On peut remarquer qu'il existe une pente verticale qui est indépendante de celle du substrat aminci de Microspoc, puisque la direction d'amincissement est horizontale.

3.3.5 Estimation de l'épaisseur de zone active

De la même façon que pour l'épaisseur de substrat, l'épaisseur de zone active est estimée par transformée de Fourier de la réponse spectrale, tronquée cette fois au régime d'interférences à trois ondes, soit $[1900\text{cm}^{-1}, 2250\text{cm}^{-1}]$ (voir Figure 3.21). Ainsi, comme on peut le voir sur la Figure 3.31, en-dehors du pic central, pour les différences

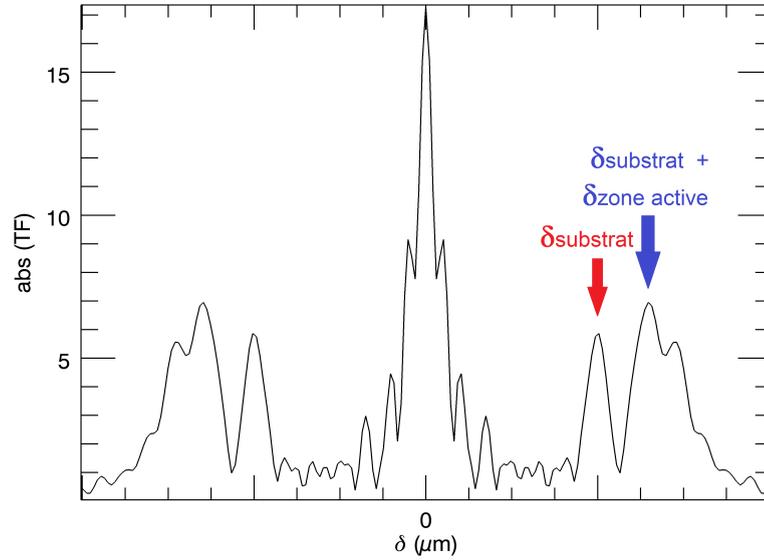


FIGURE 3.31: Module de la transformée de Fourier de la réponse spectrale d'un pixel de Microspoc, tronquée au régime à trois ondes d'interférence. L'échelle des abscisses est en différence de marche

de marche positives, on observe deux pics sur la transformée de Fourier : le premier étant la différence de chemin optique du substrat, et le second étant celle des couches substrat et zone active. Après avoir évalué la position de ce dernier, et connaissant la position du pic de substrat grâce à l'estimation présentée au paragraphe 3.3.3, il est possible d'en déduire la différence de chemin optique due à la zone active. L'épaisseur peut alors être estimée en divisant la différence de marche optique par le double de l'indice moyen de la zone active. Nous faisons remarquer que, dans ce cas, nous ne pouvons pas introduire le chromatisme de l'indice de la zone active pour affiner l'extraction de l'épaisseur de substrat, car la différence de marche considérée $\delta_{substrat} + \delta_{zone.active}$ (voir Figure 3.31) met en jeu deux indices: celui du substrat et celui de la zone active, les effets de chromatisme sont donc plus complexes à distinguer.

La cartographie des épaisseurs de zone active que nous avons obtenue avec cette méthode est représentée sur la Figure 3.32. On peut remarquer l'existence d'une pente d'épaisseur de zone active, probablement caractéristique du fait que le composant est extrait d'un bord de wafer. De plus, il y a une très forte ressemblance avec la cartographie des nombres d'onde de coupure représentée sur la Figure 3.30. Cela montre que malgré des méthodes d'estimation indépendantes, ces deux grandeurs caractéristiques du détecteur sont physiquement liées.

Nous souhaitons mentionner une autre méthode d'estimation de l'épaisseur de zone active, potentiellement moins précise que celle présentée plus haut. Néanmoins, elle permet d'avoir une idée sur les ordres de grandeur de l'épaisseur de zone active. Cette méthode repose sur l'utilisation de la dépendance bidimensionnelle du nombre d'onde de coupure en fonction de l'épaisseur de zone active et de la composition en Cadmium, tirée du modèle exhaustif et similaire à celle représentée sur la Figure 2.14. Il suffit alors,

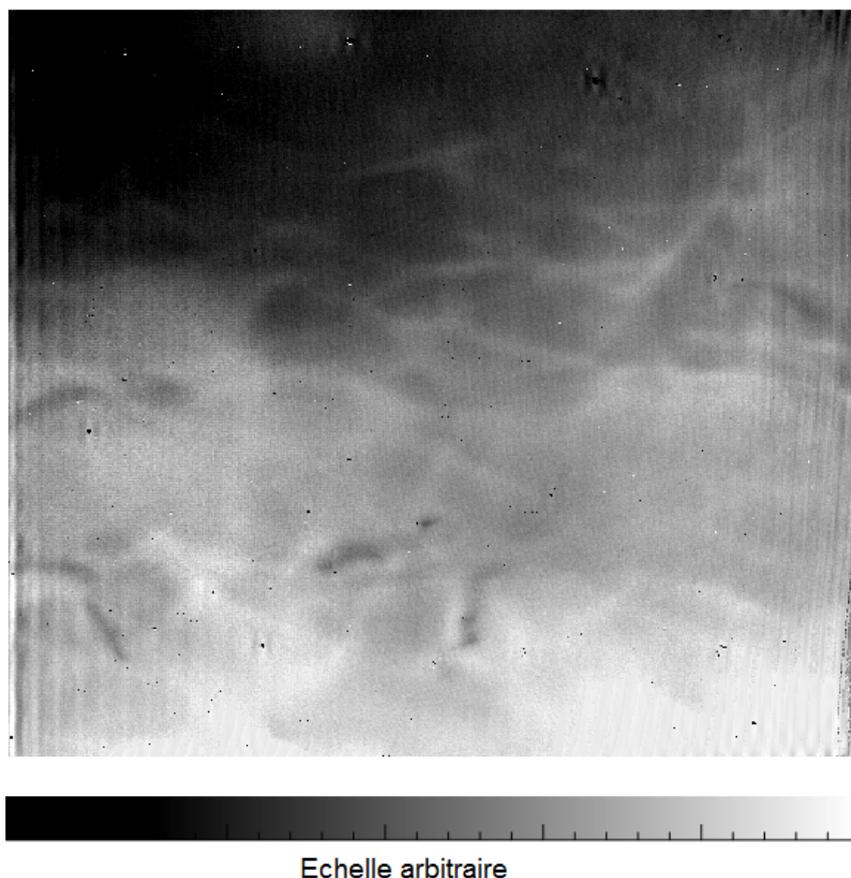


FIGURE 3.32: Cartographie des épaisseurs de zone active de l'instrument Microspoc

de supposer que la composition est constante et que les disparités de nombres d'onde de coupure sont uniquement liées aux variabilités d'épaisseur de zone active. Ainsi, on peut déduire la cartographie d'épaisseur de zone active en combinant le modèle du nombre d'onde de coupure en fonction de l'épaisseur et la cartographie de nombre d'onde de coupure estimée précédemment dans la section 3.3.4. Cette méthode surestime les variations d'épaisseur, puisque les variabilités de composition responsables également des disparités de nombres d'onde sont ignorées.

3.3.6 Estimation de la composition en Cadmium

Enfin, pour estimer la composition en Cadmium, nous nous appuyons sur la dépendance du nombre d'onde de coupure σ_c en fonction de l'épaisseur de zone active e_{za} , et de la composition x , obtenue au Chapitre 2, et représentée (pour rappel) sur la Figure 3.33.

Ensuite, pour chaque pixel, on peut extraire l'épaisseur de zone active e_{za} à partir de la cartographie de la Figure 3.32, et le nombre d'onde de coupure σ_c sur la Figure 3.30.

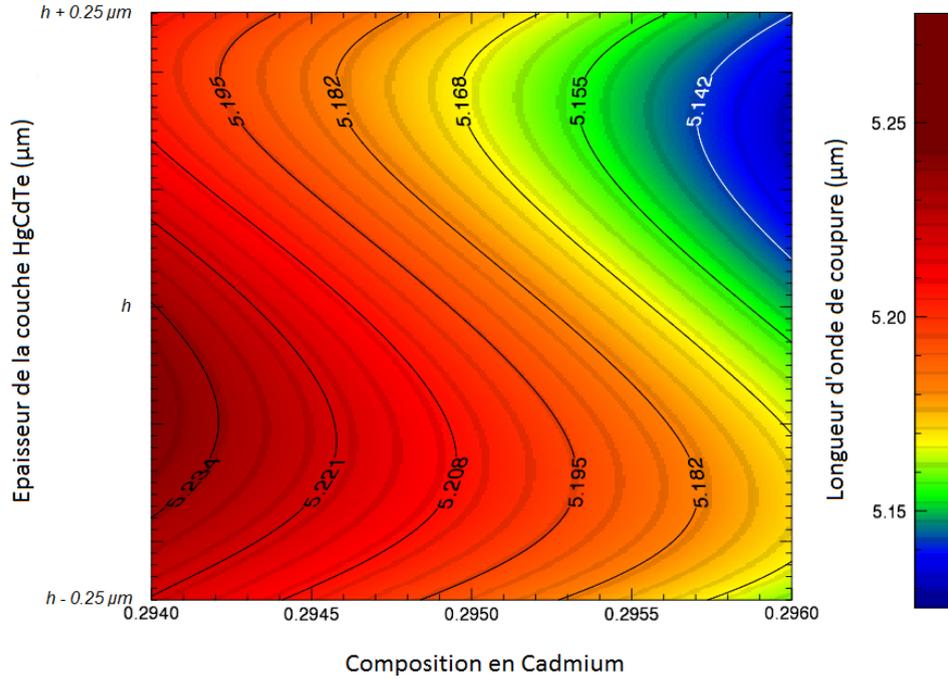


FIGURE 3.33: Évolution de la longueur d'onde de coupure en fonction de l'épaisseur de la couche HgCdTe et de la composition en Cadmium dans le MWIR, à 80K

On reporte donc le couple (e_{za}, σ_c) sur la Figure 2.14 (qui représente $\sigma_c = f(e_{za}, x)$), pour en déduire x .

La cartographie de composition de l'ensemble des pixels de Microspoc, ainsi obtenue, est représentée sur la Figure 3.34. On remarque sur cette figure la présence de certaines zones du détecteur où la variation de la composition en Cadmium suit celle des nombres d'onde de coupure. Ce sont des zones où l'épaisseur de zone active ne varie pas tout à fait de la même façon que les nombres d'onde de coupure.

3.4 Conclusion sur la modélisation optique d'un pixel IR

Nous avons présenté un modèle exhaustif qui permet de simuler la réponse spectrale d'un pixel infrarouge. Dans ce modèle, nous avons fait le choix de décrire le pixel par un empilement de couches optiques caractérisées par des paramètres technologiques physiques.

Nous avons validé ce modèle à travers deux cas d'application : l'instrument Microspoc et un PFIR HgCdTe standard.

De plus, nous avons proposé une modélisation heuristique complémentaire qui nous a permis d'apporter un éclairage supplémentaire sur les phénomènes d'interférences à l'intérieur de la structure du pixel. Grâce à cette approche nous avons identifié les

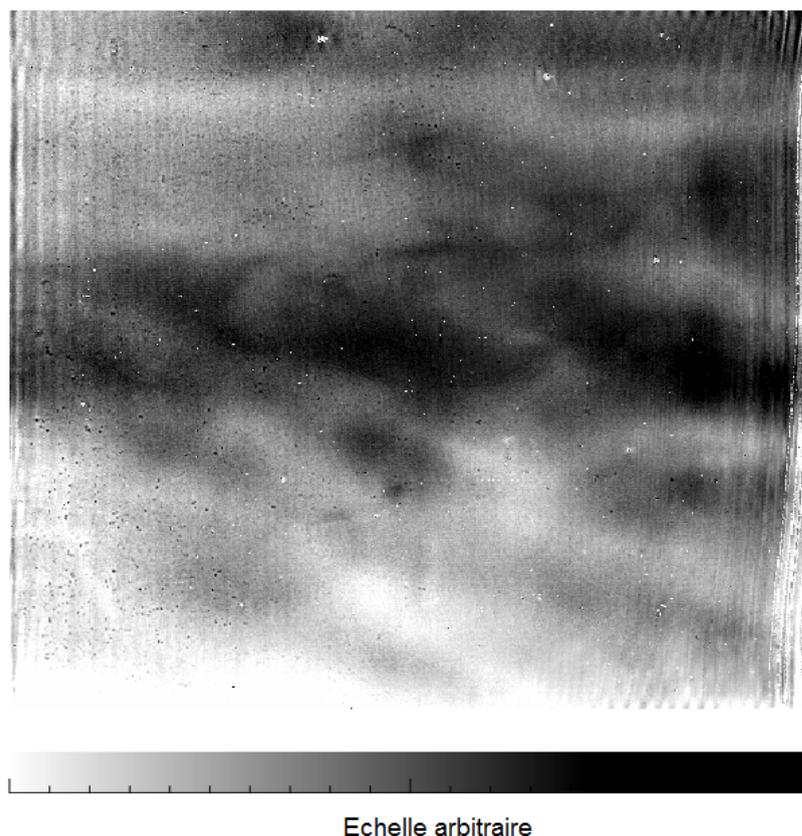


FIGURE 3.34: Cartographie de composition en Cadmium de l'instrument Microspoc

différents régimes d'interférence dans le cas de PFIR HgCdTe, que nous avons mis à profit pour l'estimation des paramètres du modèle exhaustif. Nous avons cherché à mettre au point des méthodes d'extraction de paramètres, les plus indépendantes les unes des autres, afin de décorréler le plus possible l'effet de chaque paramètre sur la sortie du modèle. Cela nous a permis d'avoir une plus grande confiance dans la réalité physique des données, vu notre volonté de raccorder régulièrement le modèle au comportement physique attendu.

Outre la prédiction des réponses spectrales, l'avantage de cette approche de modélisation est qu'elle se base sur des paramètres technologiques. Cela permet d'identifier des cartographies de la variabilité spatiale du nombre d'onde de coupure, de l'épaisseur, et de la composition en Cadmium, ce qui représente un outil intéressant pour l'évaluation des performances d'une technologie particulière.

Cette approche ouvre également des perspectives pour la modélisation du comportement spectral des spectromètres (tels que Microspoc) et des spectro-imageurs.

Chapitre 4

Application à un micro-spectromètre

Sommaire

4.1	Principe de restitution de spectres	124
4.1.1	Formulation du problème direct	125
4.1.2	Mesure des réponses expérimentales des détecteurs	125
4.2	Notions sur la Décomposition en Valeurs Singulières Tronquée	127
4.2.1	Solution au sens des moindres carrés	127
4.2.2	Notions sur la Décomposition en Valeurs Singulières	127
4.2.3	Présentation de la Décomposition en Valeurs Singulières Tronquée	129
4.3	Inversion du modèle exhaustif	130
4.3.1	Construction de la matrice M avec le modèle exhaustif	130
4.3.2	Simulation d'un interférogramme mesuré par Microspoc	132
4.3.3	Étude de l'inversibilité du modèle exhaustif	132
4.4	Inversion du modèle heuristique	134
4.4.1	Inversion du modèle heuristique à 3 ondes	135
4.4.2	Inversion du modèle heuristique à 4 ondes	136
4.4.3	Inversion du modèle heuristique à 4 ondes modifié	136
4.4.4	Conclusion sur l'inversibilité du modèle exhaustif	138
4.5	Analyse de sensibilité du modèle exhaustif	140
4.5.1	Principe général de l'analyse de sensibilité	141
4.5.2	Description des étapes suivies pour l'analyse de sensibilité	141
4.5.3	Présentation de la méthode d'analyse de sensibilité choisie	144
4.5.4	Choix des plages de variation de paramètres pour le plan d'expérience à trois niveaux	145
4.5.5	Présentation des premiers résultats de l'analyse de sensibilité	150
4.5.6	Calcul des indices de sensibilité	155

4.5.7	Analyse plus fine par construction de méta-modèle	158
4.6	Restitution de spectres expérimentaux et pistes d'amélioration	163
4.6.1	Principe de mesure d'un interférogramme avec Microspoc . . .	163
4.6.2	Inversion des interférogrammes avec le modèle heuristique . . .	165
4.6.3	Estimation de paramètres par une méthode d'optimisation . . .	168
4.7	Conclusion sur la restitution de spectres avec l'instrument	
	Microspoc	170

Nous nous intéressons dans ce chapitre à l'application des modèles exhaustif et heuristique dans le cas particulier de l'instrument Microspoc, précédemment présenté. L'objectif est d'évaluer l'applicabilité de ces modèles pour améliorer la restitution de spectres.

Dans un premier temps, nous présenterons le principe général sur lequel repose la restitution de spectres de Microspoc. Ensuite, nous rappellerons des notions essentielles sur la technique d'*inversion* utilisée, qui repose sur la décomposition en valeurs singulières tronquées. Cela nous permettra de présenter les résultats d'invocabilité des modèles exhaustif et heuristique. Nous tenons à préciser que nous avons choisi de nous limiter à cette méthode d'inversion, sans utiliser des méthodes plus sophistiquées d'inversion régularisée, afin de conserver la maîtrise de la physique sous-jacente aux résultats obtenus. En effet, les méthodes d'inversion régularisée sont non linéaires [92], et rendent donc l'analyse des résultats plus difficile à mener.

Enfin, nous montrerons quels paramètres influent le plus sur le modèle exhaustif afin d'évaluer la précision d'estimation de paramètres d'entrée requise pour avoir une bonne qualité de restitution de spectre. Cette étude se fera grâce à une *analyse de sensibilité* basée sur un plan factoriel, puis à l'aide d'une seconde analyse plus fine, basée sur la construction d'un *méta-modèle*.

4.1 Principe de restitution de spectres

Un des principaux intérêts de Microspoc est sa robustesse mécanique permettant d'imager directement sur la matrice de détection les franges d'interférences, sans avoir besoin d'une optique imageante.

Nous avons montré dans le chapitre 1 que le passage de l'interférogramme au spectre ne pouvait s'effectuer avec une simple transformée de Fourier dans le cas de Microspoc à cause des disparités de longueurs d'onde de coupure, et de la présence d'ondes multiples dans le phénomène d'interférence [66].

Une autre méthode d'estimation de spectres repose sur une approche de type *problème inverse*, dans laquelle les réponses individuelles des pixels sont prises en compte, en particulier les disparités de longueurs d'onde de coupure. L'objectif de cette partie est d'expliquer cette méthode.

4.1.1 Formulation du problème direct

Nous commençons d'abord par formuler le problème sous la forme d'un modèle matriciel, qui utilise une matrice de passage entre le spectre et l'interférogramme, comme le montre l'équation (4.1). Dans cette expression, I représente l'interférogramme mesuré en fonction de la différence de marche δ , S est le spectre que l'on veut estimer en fonction du nombre d'onde σ , $M(\delta, \sigma)$ est la matrice de passage du spectre à l'interférogramme. Cette matrice représente la formulation du problème direct en référence au problème inverse, qui consistera à estimer le spectre à partir de l'interférogramme mesuré. En fait, la formulation du problème direct par cette équation suppose que le phénomène observé est linéaire, ce qui est bel est bien le cas dans cette étude, puisque le processus de mesure d'un pixel repose sur un signal intégré sur l'intervalle spectral considéré. Par ailleurs, on considère qu'on se situe dans le régime linéaire du détecteur lors de la mesure des interférogrammes.

$$I(\delta) = M(\delta, \sigma)S(\sigma) + \text{bruit} \quad (4.1)$$

En réalité, l'interférogramme mesuré par Microspoc est bidimensionnel, dans les directions i et j , dépendant des différences de marche $\delta_{i,j}$ des pixels (i, j) . Pour appliquer l'équation (4.1), il suffit alors de transformer la matrice $I(\delta_{i,j})$ en un tableau unidimensionnel $I(\delta)$ dont la dimension correspond au nombre total de pixels du détecteur.

Par ailleurs, si les tableaux $I(\delta)$ et $S(\sigma)$ sont de dimensions nb_{pix} et nb_{sg} , alors la matrice M est nécessairement de taille $nb_{pix} \times nb_{sg}$. Chaque ligne i de cette matrice contient la réponse spectrale du pixel i à tous les nombres d'onde σ . Chaque colonne j de cette matrice correspond à la réponse monochromatique à σ_j de l'ensemble des pixels, soit la réponse monochromatique du détecteur.

Dans le paragraphe suivant, nous allons voir qu'une des techniques de détermination de la matrice M consiste tout simplement à la mesurer.

4.1.2 Mesure des réponses expérimentales des détecteurs

L'ONERA a développé une technique de mesure de réponse spectrale de détecteurs infrarouge, basé sur l'utilisation d'un spectromètre infrarouge à transformée de Fourier [17].

Comme schématisé sur la Figure 4.1, ce spectromètre est composé d'un interféromètre de Michelson à balayage temporel et d'une source de référence infrarouge. La mesure de réponses spectrales s'effectue suivant la voie 1 du spectromètre. Le principe consiste à balayer toutes les positions du miroir mobile de l'interféromètre pour imager un interférogramme temporel sur chaque pixel du détecteur. Cet interférogramme est en fait la transformée de Fourier inverse du produit du spectre de la source de référence par la réponse spectrale du pixel. Il suffit alors de connaître le spectre de la source pour en déduire, par transformée de Fourier, la réponse spectrale du pixel.

Il faut noter que pour remonter précisément à l'information spectrale, la différence de marche de l'interféromètre doit être parfaitement maîtrisée. C'est pour cela qu'un laser Hélium-Néon suit le même trajet que le faisceau infrarouge dans l'interféromètre, afin d'introduire une modulation supplémentaire du signal, permettant de mesurer précisément la différence de marche entre les deux miroirs.

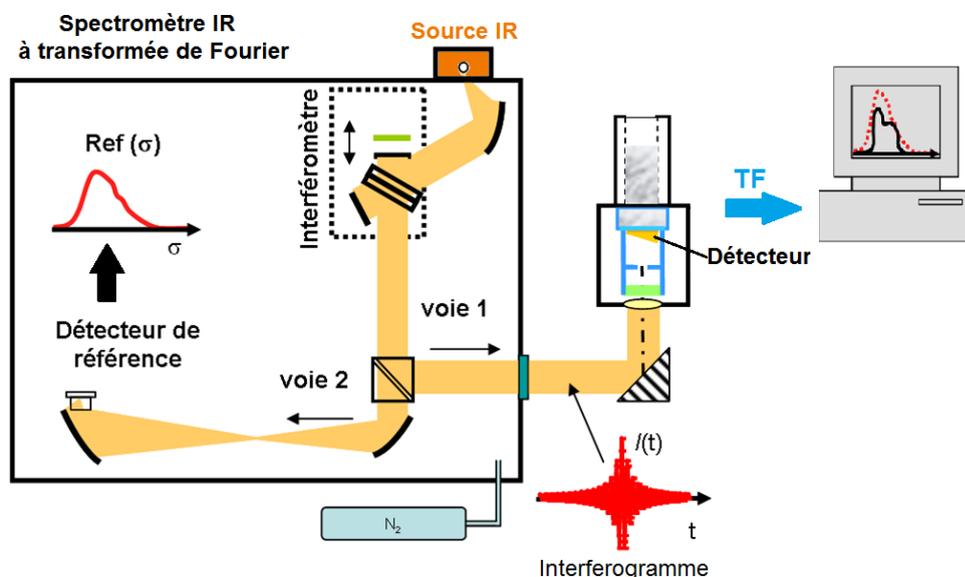


FIGURE 4.1: Schéma du spectromètre infrarouge à transformée de Fourier servant à la mesure des réponses spectrales d'un détecteur IR

La matrice des réponses spectrales de Microspoc ainsi mesurée permet une formulation du modèle direct de l'instrument. Une autre description possible de cette matrice repose sur l'utilisation du modèle exhaustif qui permet de remplacer la réponse spectrale mesurée de chaque pixel par sa réponse modélisée.

Nous allons étudier dans les sections suivantes le comportement des réponses spectrales modélisées lors de leur utilisation pour inverser les interférogrammes. Pour cela, nous présentons dans un premier temps la méthode d'inversion utilisée, qui repose sur la Décomposition en Valeurs Singulières Tronquée (TSVD : Truncated Singular Value Decomposition). Ensuite, nous montrerons les résultats d'inversion des modèles exhaustif et heuristique.

4.2 Notions sur la Décomposition en Valeurs Singulières Tronquée

Une fois le problème direct posé sous la forme d'un produit matriciel, comme dans l'équation (4.1), l'estimation du spectre S peut s'effectuer suivant diverses méthodes d'inversion. Dans ce paragraphe, nous présentons la méthode d'inversion basée sur la TSVD.

4.2.1 Solution au sens des moindres carrés

Rappelons que dans l'équation (4.1), la matrice M est de dimension $nb_{pix} \times nb_{sg}$, où nb_{pix} est la taille de l'interférogramme en nombre de pixels, et nb_{sg} la taille du spectre en nombre de σ considérés. Étant donné que M n'est pas une matrice carrée, il convient d'utiliser une méthode mathématique d'inversion pour des matrices non carrées. Cette méthode est basée sur la Décomposition en Valeurs Singulières (SVD : Singular Value Decomposition) de la matrice M .

On peut montrer que la solution au sens des moindres carrés de l'équation (4.1), s'écrit suivant l'équation (4.2) [128]. Dans cette équation, M^T est la matrice transposée de M , $I(\delta)$ représente l'interférogramme mesuré, et $\hat{S}(\sigma)$ le spectre estimé.

$$\hat{S}(\sigma) = (M^T M)^{-1} M^T I(\delta) \quad (4.2)$$

La grandeur $(M^T M)^{-1} M^T$ est également appelée "inverse généralisé", notée M^\dagger . M^\dagger est de dimension $nb_{sg} \times nb_{pix}$. On peut montrer qu'en la multipliant par la matrice M , on obtient bien une matrice identité Id de dimension $nb_{sg} \times nb_{sg}$ ou $nb_{pix} \times nb_{pix}$, selon l'ordre du produit matriciel, comme le montrent les équations (4.3,4.4).

$$M^\dagger M = Id_{(nb_{sg}, nb_{sg})} \quad (4.3)$$

$$M M^\dagger = Id_{(nb_{pix}, nb_{pix})} \quad (4.4)$$

Nous allons voir dans le paragraphe suivant la nécessité de passer par une décomposition en valeurs singulières afin de simplifier le calcul de l'inverse généralisé M^\dagger .

4.2.2 Notions sur la Décomposition en Valeurs Singulières

Dans notre cas d'étude, la matrice M est de très grande dimension, typiquement de l'ordre de 300000×3000 . Le calcul de son inverse généralisé nécessitera donc un très

grand nombre d'opérations, ce qui peut vite s'avérer coûteux en temps de calcul. Une façon astucieuse de faire ce calcul consiste à décomposer la matrice M suivant ses valeurs singulières, comme le montre l'équation (4.5).

$$M = UDV^T \quad (4.5)$$

Dans cette expression, D est une matrice de même dimension que M , et contient les valeurs singulières de M , U est une matrice unitaire de dimension $nb_{pix} \times nb_{pix}$, contenant des vecteurs propres d'entrée de la base orthonormée de M , et V est une matrice unitaire de dimension $nb_{sg} \times nb_{sg}$ contenant des vecteurs propres de sortie de la base orthonormée de M .

Rappelons qu'un réel positif x est appelé valeur singulière de M si et seulement s'il existe des vecteurs unitaires u et v qui vérifient les équations (4.6) et (4.7).

$$Mv = xu \quad (4.6)$$

$$M^T u = xv \quad (4.7)$$

Étant donné que dans notre cas, $nb_{pix} > nb_{sg}$, la matrice D est composée des valeurs singulières notées x_i de M , et d'éléments nuls, comme le montre l'équation (4.8).

$$D = \begin{bmatrix} x_1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & x_2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & x_3 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \ddots & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & x_i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \ddots & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & x_{nb_{sg}} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (4.8)$$

Sachant que l'inverse d'une matrice carrée unitaire est sa matrice transposée, on peut montrer que si M est décomposée suivant l'équation (4.5), alors l'inverse généralisé de M s'écrit suivant l'expression (4.9).

$$M^\dagger = VD^{-1}U^T \quad (4.9)$$

Dans notre étude, la décomposition en valeurs singulières s'effectue grâce à des algorithmes préexistants dans la plate-forme de calcul scientifique IDL. La fonction SVD utilisée dans IDL sort une matrice D diagonale, contenant les valeurs singulières de M , de taille $nb_{sg} \times nb_{sg}$, sans la partie nulle représentée sur l'équation (4.8). Ainsi, l'inverse de la matrice D est une matrice diagonale composée des inverses des valeurs propres de M , comme le montre l'équation (4.10).

$$D^{-1} = \begin{bmatrix} \frac{1}{x_1} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{x_2} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{x_3} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \ddots & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{x_i} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \ddots & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{x_{nb_{sg}}} \end{bmatrix} \quad (4.10)$$

On peut donc en déduire le spectre estimé \hat{S} à partir de l'équation (4.11), où D^{-1} est donné par l'équation (4.10).

$$\hat{S}(\sigma) = VD^{-1}U^T I(\delta) \quad (4.11)$$

Dans le paragraphe suivant, nous allons expliquer la nécessité d'utiliser une méthode d'inversion basée sur la Décomposition en Valeurs Singulières Tronquée.

4.2.3 Présentation de la Décomposition en Valeurs Singulières Tronquée

On dit qu'une matrice inversible est *mal conditionnée* lorsque le *nombre de conditionnement*, défini par le rapport entre les valeurs propres maximale et minimale, est très élevé. On peut montrer que dire que la matrice inversible $M^T M$ est mal conditionnée équivaut à dire que le rapport des carrés des valeurs singulières maximale et minimale de M est élevé. Dans notre cas, les nombres de conditionnement des matrices $M^T M$ simulées sont supérieurs à 10^5 .

Ainsi, si la matrice $M^T M$ est mal conditionnée, alors certaines des valeurs singulières x_i de M seront très faibles par rapport aux autres. Cela a pour conséquence d'engendrer des valeurs $\frac{1}{x_i}$ dans la matrice D^{-1} qui seront très importantes, ce qui amplifiera le bruit dans le calcul du spectre estimé \hat{S} . En effet, les valeurs négligeables x_i traduisent le fait que certains vecteurs propres ont une contribution faible dans la décomposition de la matrice M , et leur effet doit donc être limité lors du processus d'inversion.

Pour pallier ce problème, une solution consiste à tronquer les valeurs x_i que l'on juge négligeables, et ce en remplaçant directement les termes $1/x_i$ par des zéros dans

la matrice D^{-1} . Ainsi, l'estimation du spectre \hat{S} ne prendra pas en compte certaines valeurs $1/x_i$. Il faut noter que cette méthode peut faire perdre de l'information sur le spectre estimé puisqu'on ignore la contribution de certains vecteurs propres dans la décomposition de M . Il convient donc de trouver un compromis entre la fidélité au spectre et la limitation du bruit généré par le mauvais conditionnement de la matrice $M^T M$.

Maintenant que nous avons présenté la méthode d'inversion utilisée, nous nous intéressons à l'étude de l'inversibilité des modèles exhaustif et heuristique dans le cas de Microspoc.

4.3 Inversion du modèle exhaustif

L'estimation de spectres avec l'instrument Microspoc repose en grande partie sur la connaissance de la matrice M . En effet, cette matrice permet de formuler le modèle direct, donnant la réponse spectrale de l'instrument, pixel à pixel, pour toutes les longueurs d'onde.

Dans cette partie, nous nous proposons de décrire cette matrice par les réponses spectrales modélisées par le modèle exhaustif, précédemment présenté au chapitre 3, appliqué au cas de Microspoc. Nous étudierons en particulier l'inversibilité de cette matrice, que nous illustrerons à travers la restitution du spectre d'un corps noir, représentatif des éléments réels mesurés par Microspoc.

4.3.1 Construction de la matrice M avec le modèle exhaustif

La matrice M modélisée par le modèle exhaustif sera notée M_{exh} . Rappelons que le détecteur matriciel de Microspoc est de dimension 640×512 pixels, et que le substrat est aminci suivant la direction "horizontale" des 640 pixels. Cependant, l'amincissement mécanique du substrat n'étant pas parfait, une partie des pixels a été détruite par un amincissement qui a dépassé la couche substrat, pour aller jusqu'à la couche active de HgCdTe. Ainsi, la partie de la matrice contenant les pixels utiles se réduit à environ 520×512 pixels.

Dans notre modélisation, nous supposons que l'amincissement est parfait suivant la direction horizontale, selon un angle que nous avons estimé à 6.13mrad . Dans ce cas, l'interférogramme projeté sur la matrice de détection contiendra des franges verticales. Ainsi, il y aura redondance de l'information dans la direction verticale de la matrice du modèle exhaustif M_{exh} .

Pour optimiser le temps de calcul, nous avons choisi, dans cette section, de générer une matrice M_{exh} de même dimension que Microspoc dans la direction horizontale de

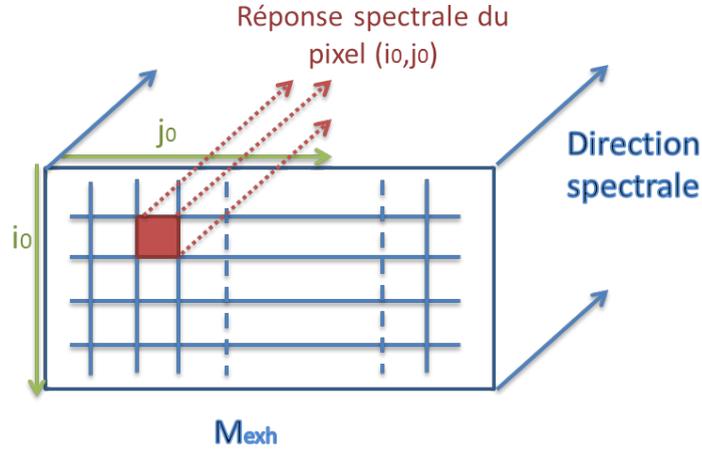


FIGURE 4.2: Schéma de la matrice M_{exh} des réponses spectrales simulées avec le modèle exhaustif

la matrice de détection, et de dimension réduite dans la direction de redondance de l'information, soit 520×10 pixels.

Pour rester fidèle à l'architecture de Microspoc, nous avons simulé la couche de substrat en forme de pente suivant la direction des 520 pixels, avec une épaisseur se situant entre $0\mu m$ à $50\mu m$. Ces bornes correspondent aux spécificités théoriques de l'instrument Microspoc. Plus précisément, la forme finale du substrat est en marche d'escalier, car le modèle exhaustif simule uniquement des couches horizontales, ce qui impose à chaque pixel une couche de substrat parfaitement horizontale.

La résolution que nous avons choisie pour la matrice M_{exh} est $d\sigma = 2cm^{-1}$. Celle-ci est très fine comparée à la résolution de Microspoc (environ $25cm^{-1}$). Nous avons estimé qu'elle était suffisamment fine pour reproduire la résolution infiniment petite avec laquelle l'interférogramme vu par la matrice de détection de Microspoc est généré, tout en ayant un volume de calcul réduit. L'intervalle spectral de simulation couvre la gamme $[1500cm^{-1}, 9000cm^{-1}]$.

En résumé, la matrice modélisée par le modèle exhaustif M_{exh} est de dimension $(520 \times 10 \times 3750)$, où la troisième dimension est la dimension spectrale. Ainsi, la réponse spectrale simulée par le modèle exhaustif $\eta_{i_0, j_0}(\sigma)$ pour chaque pixel de coordonnées (i_0, j_0) sera représentée par l'élément de matrice $M_{exh}(i_0, j_0, *)$, comme le montre la Figure 4.2.

Maintenant que nous avons expliqué comment nous générons une matrice M_{exh} , nous allons voir au paragraphe suivant comment nous pouvons, à travers cette matrice, étudier l'inversibilité du modèle exhaustif.

4.3.2 Simulation d'un interférogramme mesuré par Microspoc

Dans cette partie, nous allons simuler un interférogramme avec une matrice M_{exh} de résolution très fine ($2cm^{-1}$) par rapport à celle de Microspoc. Ensuite, nous inverserons cet interférogramme avec la même matrice M_{exh} à une résolution proche de celle de Microspoc. L'objectif est de reproduire le processus de mesure et d'inversion que l'on effectuerait avec l'instrument Microspoc.

Nous avons vu que la formulation du problème direct s'effectue suivant l'équation (4.1). Dans le cas de l'étude d'inversibilité du modèle exhaustif, nous ne prendrons pas en compte la contribution du bruit, pour des raisons de simplification. Nous utiliserons alors l'équation (4.12) pour décrire le problème direct basé sur le modèle exhaustif.

$$I(\delta) = M_{exh}(\delta, \sigma)S(\sigma) \quad (4.12)$$

Ainsi, pour obtenir un interférogramme simulé, il suffit de multiplier la matrice M_{exh} par le spectre. On peut voir sur la Figure 4.3 un exemple de l'interférogramme obtenu lors de la simulation d'un spectre de corps noir à $328K$ représenté sur la Figure 4.3.(a). L'interférogramme unidimensionnel est représenté sur la Figure 4.3.(c), correspondant à une coupe horizontale de l'interférogramme bidimensionnel de la Figure 4.3.(b). Nous précisons que sur l'interférogramme unidimensionnel, le pixel numéro 520 a une épaisseur de substrat nulle, tandis que le pixel numéro 1 a une épaisseur de substrat de $50\mu m$.

On peut alors remarquer que cet interférogramme s'amortit au fur et à mesure que la différence de marche due au substrat augmente. L'interférogramme peut être perçu comme une somme d'interférogrammes monochromatiques, qui sont des sinusoides parfaites. Autour des faibles différences de marche, ces sinusoides sont quasiment en phase, et leur somme permet de garder des franges nettes. A contrario, plus la différence de marche augmente, moins ces sinusoides seront en phase, ce qui a pour conséquence de moyennner leur effet et de brouiller les franges résultantes.

4.3.3 Étude de l'inversibilité du modèle exhaustif

Une fois l'interférogramme $I(\delta)$ obtenu, nous l'inversons en utilisant une autre matrice générée par le modèle exhaustif, notée \tilde{M}_{exh} . \tilde{M}_{exh} modélise exactement le même détecteur que la matrice M_{exh} , mais avec une résolution supérieure $\tilde{d}\sigma = 20cm^{-1}$, proche de celle de Microspoc. Le spectre d'entrée est donc estimé en utilisant l'équation (4.13). L'inverse généralisé \tilde{M}_{exh}^\dagger est calculé en utilisant la technique de la TSVD, présentée à la section 4.2.3. La Figure 4.4 schématise les étapes effectuées pour étudier l'inversibilité du modèle exhaustif.

$$\hat{S}(\sigma) = \tilde{M}_{exh}^\dagger I(\delta) \quad (4.13)$$

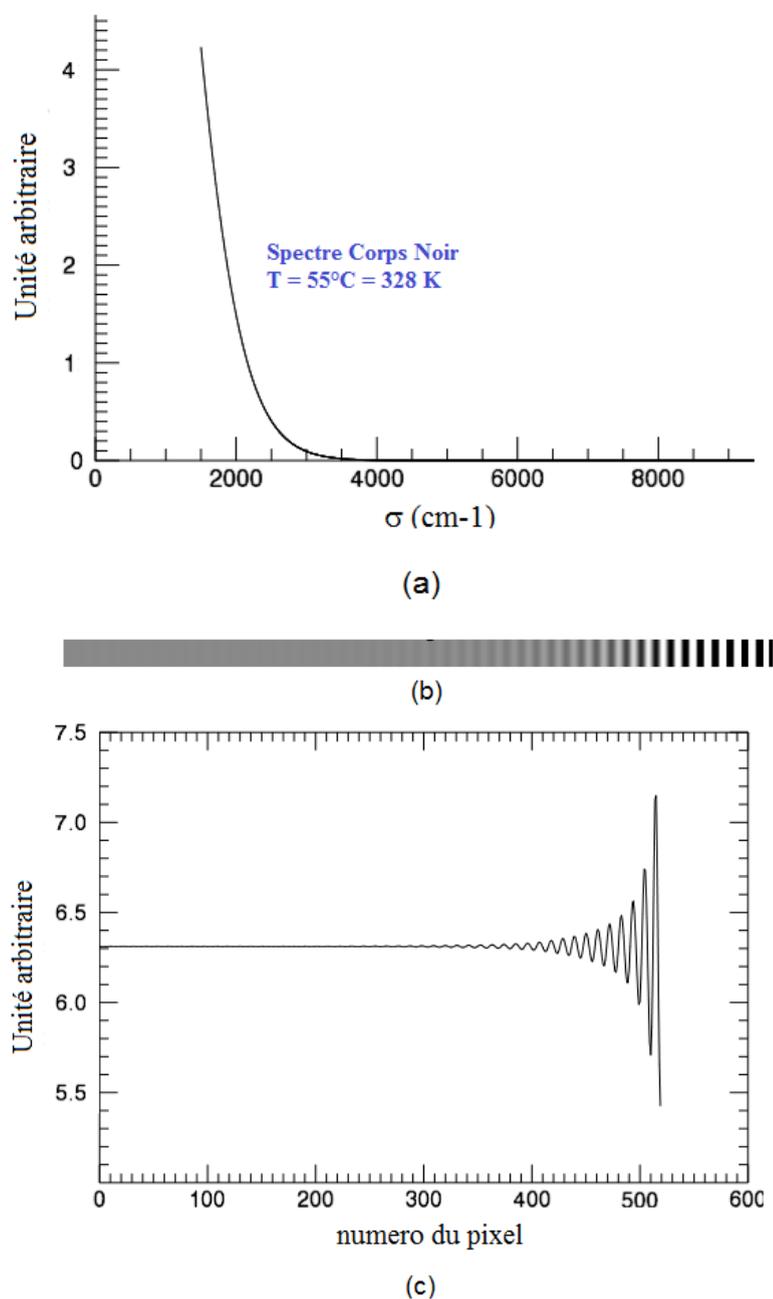


FIGURE 4.3: (a) Spectre de corps noir à la température 328K. (b) interférogramme simulé par la matrice du modèle exhaustif M_{exh} correspondant au spectre (a). (c) interférogramme unidimensionnel, issu d'une coupe horizontale de l'interférogramme (b)

Nous avons effectué cette simulation dans le cas d'un spectre d'entrée de corps noir à la température 150°C. Le but est d'évaluer le comportement du modèle exhaustif lors de son inversion dans le cas d'un spectre contenant du signal autour des nombres d'onde de coupure. Les résultats de restitution de spectre obtenus sont représentés sur la Figure 4.5. Nous souhaitons d'abord préciser que si on inverse les interférogrammes à la même résolution que celle du modèle qui les génère (à $2cm^{-1}$), nous obtenons un spectre de

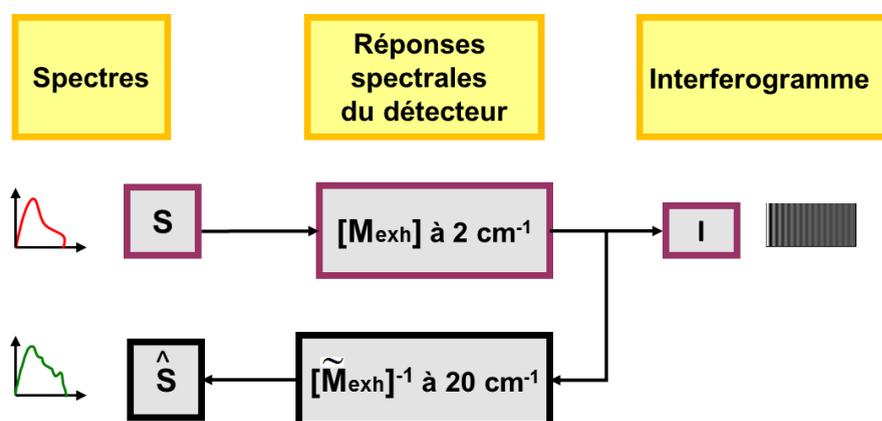


FIGURE 4.4: Schéma des opérations effectuées pour étudier l'inversibilité du modèle exhaustif

corps noir restitué qui se superpose parfaitement au spectre d'entrée. Cela montre que le modèle exhaustif s'inverse correctement lorsque l'on choisit la même résolution pour la génération de l'interférogramme, et pour son inversion.

Comme on peut le remarquer sur la Figure 4.5, le fait d'inverser l'interférogramme à une résolution de 20cm^{-1} , supérieure à la résolution avec laquelle nous l'avons généré (2cm^{-1}) engendre des oscillations parasites sur le spectre restitué, particulier autour des nombres d'onde 3500cm^{-1} , 5500cm^{-1} et 7200cm^{-1} . Ce comportement est dû en partie à une redondance d'information dans la matrice des réponses spectrales, que nous présenterons dans la section suivante. Nous donnerons alors une des pistes de réflexion envisagées.

Pour vérifier que ce problème est intrinsèque au modèle exhaustif, nous avons effectué le même test d'inversion avec un modèle sinusoïdal, contenant un seul terme en cosinus, qui permet de passer du spectre à l'interférogramme. De la même manière, en générant l'interférogramme à 2cm^{-1} puis en l'inversant avec ce même modèle à la résolution de 20cm^{-1} , le spectre de corps noir restitué ne contient aucune oscillation parasite. Le modèle sinusoïdal, qui simule la transformée de Fourier du spectre, s'inverse donc parfaitement en changeant la résolution.

Pour expliquer ce comportement, et pouvoir remédier à ce problème d'oscillations parasites, nous allons étudier l'inversibilité du modèle heuristique à 3 ondes, et celui étendu à 4 ondes. En comparant les résultats d'inversion à ceux du modèle exhaustif, nous allons identifier la source du problème d'inversion dans le modèle exhaustif.

4.4 Inversion du modèle heuristique

Dans cette section, nous présentons les résultats obtenus lors de l'inversion du modèle heuristique à 3 ondes, que nous comparons au modèle heuristique étendu à 4 ondes

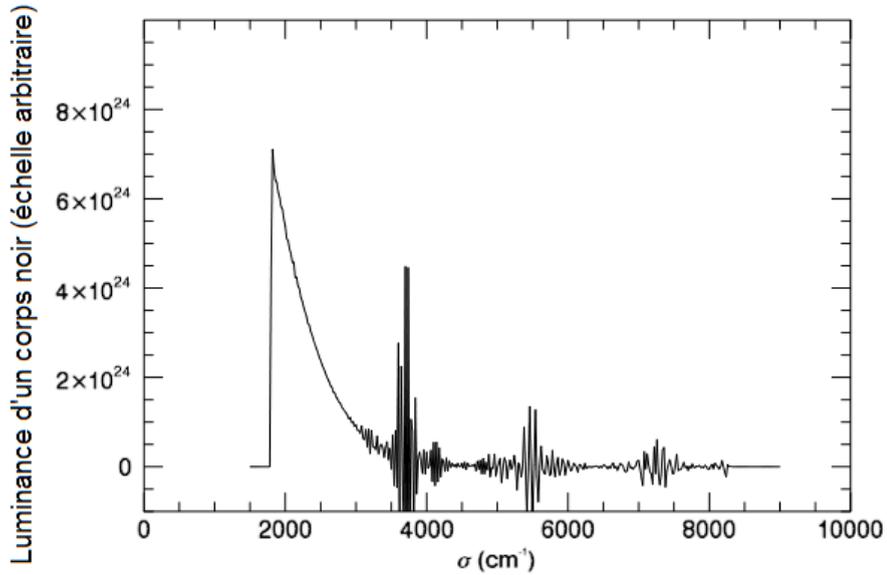


FIGURE 4.5: Spectre d'un corps noir à $150^\circ C$ restitué avec le modèle exhaustif selon la méthode schématisée sur la Figure 4.4

d'interférence. Nous tirerons ensuite une conclusion sur l'inversibilité du modèle exhaustif.

4.4.1 Inversion du modèle heuristique à 3 ondes

Pour étudier l'inversibilité du modèle heuristique à 3 ondes d'interférence, nous adoptons la même démarche que pour le modèle exhaustif. Nous appliquons donc les étapes représentées sur la Figure 4.4, en générant les matrices M modélisées avec le modèle heuristique à 3 ondes d'interférences, comme expliqué précédemment dans la section 4.3.3.

La Figure 4.6 montre le spectre de corps noir restitué en utilisant le modèle heuristique à 3 ondes d'interférence. On peut voir que le modèle heuristique s'inverse correctement, même si le spectre est particulièrement dégradé autour des nombres d'onde de coupure. Ceci peut être expliqué par le fait que la réponse spectrale simulée par ce modèle est particulièrement oscillante autour des nombres d'onde de coupure. Cependant, le spectre ne contient pas d'oscillations locales, telles que celles observées sur la Figure 4.5 pour le modèle exhaustif.

En outre, les oscillations rapides observées sur l'ensemble du spectre peuvent être corrigées, notamment avec une méthode d'inversion qui utilise des critères de régularisation adaptées au spectre mesuré.

Dans le paragraphe suivant, nous nous intéresserons à l'inversibilité du modèle heuristique étendu à 4 ondes d'interférence.

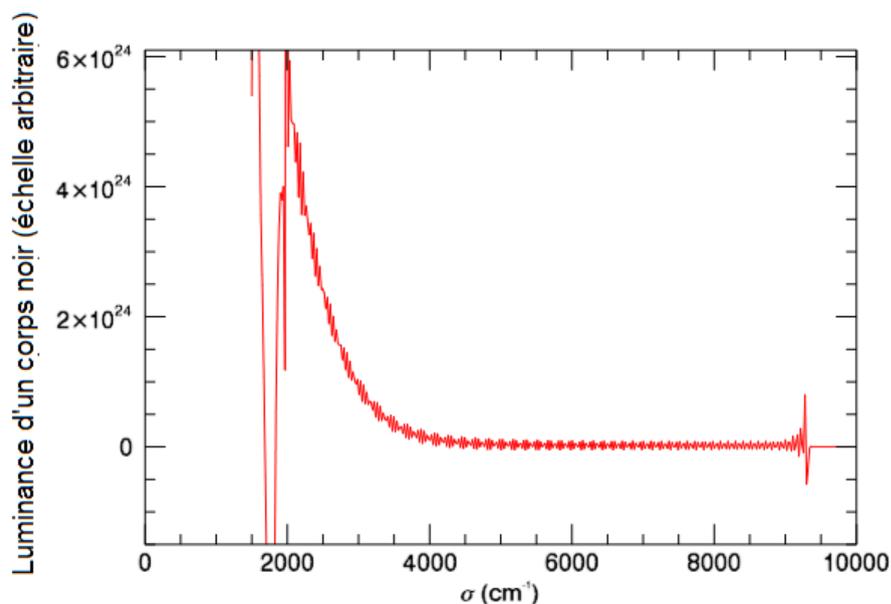


FIGURE 4.6: Spectre d'un corps noir à $150^{\circ}C$ restitué avec le modèle heuristique à 3 ondes selon la méthode schématisée sur la Figure 4.4

4.4.2 Inversion du modèle heuristique à 4 ondes

De la même façon que pour le modèle heuristique à 3 ondes, nous adoptons les étapes décrites dans la Figure 4.4 afin de tester l'inversibilité du modèle heuristique à 4 ondes.

La Figure 4.7 représente le spectre de corps noir restitué avec ce modèle heuristique étendu à 4 ondes. Nous pouvons clairement en déduire que ce modèle s'inverse moins bien que le modèle heuristique à 3 ondes, puisque le spectre présente d'importantes oscillations parasites autour du nombre d'onde 3500 cm^{-1} . Cette zone d'oscillation est similaire à celle présente sur la Figure 4.5 pour le modèle exhaustif.

Ainsi, même si l'ajout d'une quatrième onde d'interférence complète le modèle à 3 ondes d'interférence pour mieux décrire le comportement du modèle exhaustif, cela n'est pas favorable au processus d'inversion du modèle heuristique.

Dans le paragraphe suivant, nous allons voir précisément quel terme analytique pose problème dans le processus d'inversion des interférogrammes avec le modèle heuristique à 4 ondes.

4.4.3 Inversion du modèle heuristique à 4 ondes modifié

Étant donné que le modèle heuristique à 4 ondes d'interférence ne s'inverse pas correctement, nous nous proposons d'expliquer ce phénomène en retirant de sa formule (rappelée par l'équation (4.14)) le dernier terme, noté $B(\sigma)$ et exprimé par l'équation (4.15).

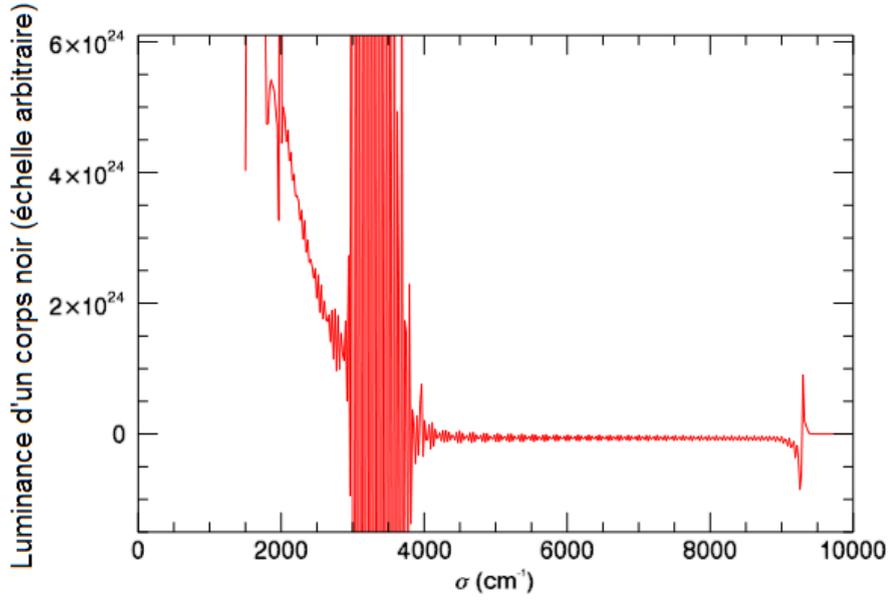


FIGURE 4.7: Spectre d'un corps noir à $150^\circ C$ restitué avec le modèle heuristique à 4 ondes selon la méthode schématisée sur la Figure 4.4

$$\begin{aligned}
 \eta_{4\text{ondes}}(\sigma) = & \eta_{0.4\text{ondes}}(\sigma) \\
 & - 2\rho_1(\sigma)\rho_2(\sigma) \cdot \cos[2\pi\sigma\delta_s(\sigma) - \phi_2(\sigma) + \phi_1(\sigma)] \\
 & - 2\rho_2(\sigma)\rho_3(\sigma) \cdot \cos[2\pi\sigma\delta_{za}(\sigma) - \phi_3(\sigma) + \phi_2(\sigma)] \\
 & - 2\rho_1(\sigma)\rho_3(\sigma) \cdot \cos[2\pi\sigma(\delta_s(\sigma) + \delta_{za}(\sigma)) - \phi_3(\sigma) + \phi_1(\sigma)] \\
 & - 2\rho_3(\sigma)\rho_4(\sigma) \cdot \cos[2\pi\sigma(\delta_s(\sigma) + \delta_{za}(\sigma)) - \phi_4(\sigma) + \phi_3(\sigma)] \\
 & - 2\rho_2(\sigma)\rho_4(\sigma) \cdot \cos[2\pi\sigma(\delta_s(\sigma) + 2\delta_{za}(\sigma)) - \phi_4(\sigma) + \phi_2(\sigma)] \\
 & - 2\rho_1(\sigma)\rho_4(\sigma) \cdot \cos[2\pi\sigma(2\delta_s(\sigma) + 2\delta_{za}(\sigma)) - \phi_4(\sigma) + \phi_1(\sigma)]
 \end{aligned} \tag{4.14}$$

$$B(\sigma) = \rho_1(\sigma)\rho_4(\sigma) \cdot \cos[2\pi\sigma(2\delta_s(\sigma) + 2\delta_{za}(\sigma)) - \phi_4(\sigma) + \phi_1(\sigma)] \tag{4.15}$$

Ce terme contient une fréquence double du troisième terme de l'équation (4.14), noté $C(\sigma)$ et exprimé par l'équation (4.16).

$$C(\sigma) = 2\rho_1(\sigma)\rho_3(\sigma) \cdot \cos[2\pi\sigma(\delta_s(\sigma) + \delta_{za}(\sigma)) - \phi_3(\sigma) + \phi_1(\sigma)] \tag{4.16}$$

Ainsi, lors de l'inversion par la méthode de TSVD, le terme $B(\sigma)$ pourrait poser problème car il crée une redondance d'information (redondance de fréquence) qui doit être gérée par la méthode d'inversion.

Pour confirmer cela, nous avons testé l'inversibilité du modèle heuristique à 4 ondes formulé par l'équation (4.14), en lui retirant le terme $B(\sigma)$ exprimé par l'équation (4.15). Le modèle résultant est appelé modèle heuristique à 4 ondes modifié. De la même manière que pour les modèles précédents, nous avons d'abord généré des interférogrammes avec ce modèle à la résolution 2cm^{-1} , que nous avons ensuite inversé en utilisant le même modèle avec une résolution différente de 20cm^{-1} .

Le spectre restitué est représenté sur la Figure 4.8. Il ne contient plus d'oscillations parasites locales, mais uniquement celles observées autour de la coupure. Nous pouvons en déduire que le modèle heuristique à 4 ondes modifié s'inverse mieux que le modèle heuristique à 4 ondes, ce qui confirme bien que c'est le terme $B(\sigma)$ qui pose problème dans le processus d'inversion.

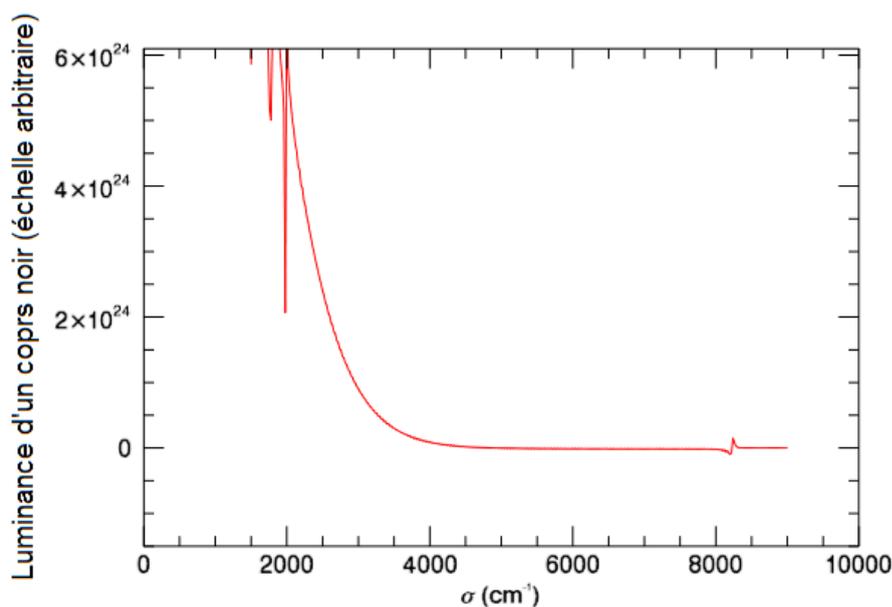


FIGURE 4.8: Spectre d'un corps noir à 150°C restitué avec le modèle heuristique à 4 ondes modifié selon la méthode schématisée sur la Figure 4.4

Nous verrons plus loin en quoi cette information nous sera utile pour l'amélioration de l'inversibilité du modèle exhaustif.

4.4.4 Conclusion sur l'inversibilité du modèle exhaustif

Nous avons vu au paragraphe 4.3.3 que les spectres restitués par le modèle exhaustif présentent des oscillations parasites, prouvant que le modèle s'inverse mal.

En outre, le modèle heuristique à 3 ondes s'inverse correctement, à la différence du modèle à 4 ondes qui s'inverse mal. Nous avons pu établir que le modèle à 4 ondes modifié s'inverse correctement. Cependant, ce modèle ne correspond à aucune réalité physique puisque nous avons retiré un terme de l'équation analytique du modèle à 4 ondes d'interférence. Il n'est donc pas possible de simuler son comportement en utilisant les régimes d'interférence identifiés dans le modèle exhaustif.

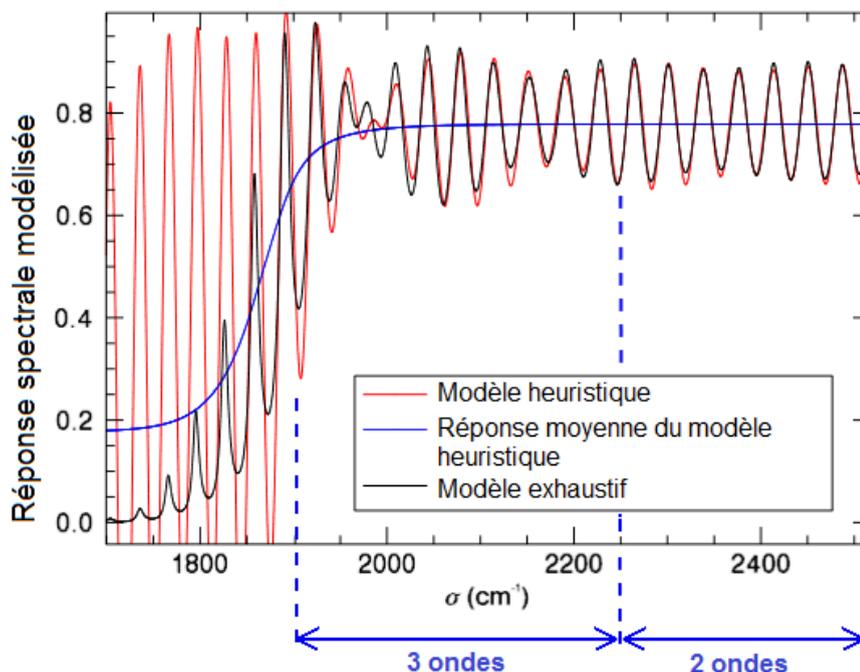


FIGURE 4.9: Superposition des réponses spectrales modélisées avec le modèle exhaustif et le modèle heuristique

En revanche, il est possible de reproduire le comportement du modèle heuristique à 3 ondes d'interférence avec le modèle exhaustif sur une certaine gamme spectrale, comme le montre la Figure 4.9 (identique à la Figure 3.21 précédemment présentée au chapitre 3). Pour cela, il suffit de filtrer la réponse spectrale simulée par le modèle exhaustif au régime à 3 ondes précédemment identifié, ce qui revient à filtrer les nombres d'onde inférieurs à 1950 cm^{-1} .

Le spectre restitué avec le modèle exhaustif filtré au régime à 3 ondes d'interférence sont représentés sur la Figure 4.10. On peut remarquer que la qualité du spectre de corps noir restitué est meilleure que celle observée sur la Figure 4.5 en utilisant le modèle exhaustif non filtré.

Ainsi, pour l'inversion des spectres de Microspoc, nous proposons d'utiliser le modèle exhaustif, dont on estimera les paramètres, et qui sera filtré au régime à 3 ondes d'interférence, soit à 1950 cm^{-1} .

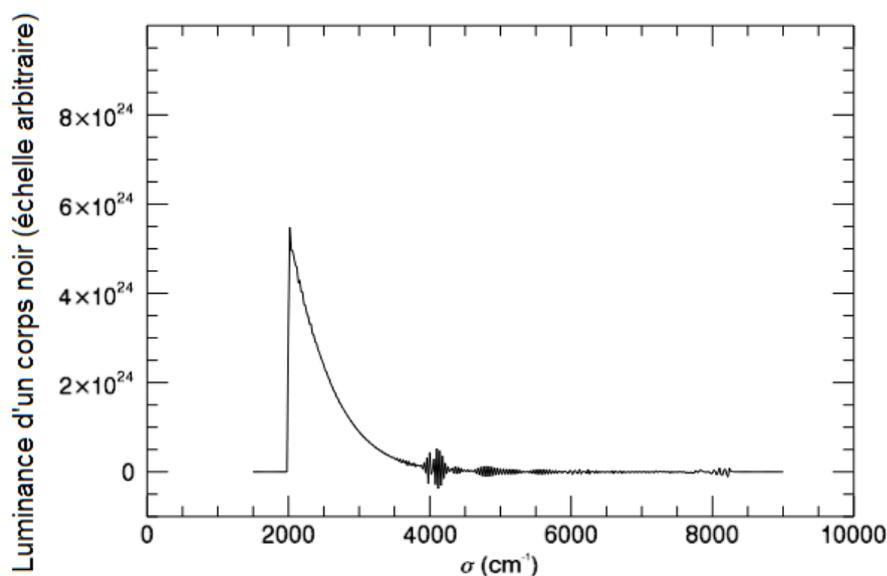


FIGURE 4.10: Spectre d'un corps noir à $150^\circ C$ restitué avec le modèle exhaustif filtré à 1950 cm^{-1} , selon la méthode schématisée sur la Figure 4.4

Maintenant que nous avons étudié l'inversibilité du modèle exhaustif en définissant l'intervalle spectral sur lequel la restitution de spectres est acceptable, nous nous proposons d'effectuer une analyse de sensibilité sur les paramètres du modèle. L'objectif est d'évaluer la précision requise sur les paramètres estimés pour obtenir une bonne qualité de restitution de spectres à l'aide de l'instrument Microspoc.

4.5 Analyse de sensibilité du modèle exhaustif

Dans le modèle exhaustif, chaque paramètre d'entrée a été restitué avec une certaine précision propre à la méthode d'estimation adoptée. Les incertitudes sur les variables d'entrée introduisent des incertitudes sur la sortie du modèle.

Nous avons effectué une analyse de sensibilité sur le modèle exhaustif afin de mieux identifier quelles variables sont les plus influentes sur la qualité du spectre restitué, et quelles variables ont très peu d'influence. Cela permet d'évaluer si la précision d'estimation des variables d'entrée du modèle est suffisante pour restituer des spectres de bonne qualité.

Dans un premier temps, nous rappellerons le principe d'une analyse de sensibilité d'un modèle. Ensuite, nous présenterons les résultats obtenus dans le cas du modèle exhaustif appliqué à l'instrument Microspoc.

Nous précisons qu'il s'agit d'un exercice qui consiste à tester le comportement d'un détecteur Microspoc simulé en fonction des profils de spectres, sans chercher à répondre à une mission spécifique. Ce raisonnement pourra donc être reconsidéré pour des scénarios

visant une application donnée, en modifiant le profil de spectre ainsi que les critères de qualité des spectres restitués.

4.5.1 Principe général de l'analyse de sensibilité

Une méthode d'analyse de sensibilité permet de déterminer quelles sont les variables d'entrée du modèle dont les variations influent le plus sur la sortie du modèle, quelles sont celles qui n'ont pas d'influence, et quelles sont celles qui interagissent entre elles au sein du modèle. Grâce à cette analyse, il devient possible de simplifier le modèle, et de mieux l'appréhender pour orienter les efforts de modélisation et d'estimation de paramètres pour l'inversion des données [129].

Nous avons choisi d'adopter une méthode *globale* par opposition aux méthodes *locales*, basées sur l'utilisation des dérivées partielles, qui ne peuvent prendre en compte que de petites perturbations des entrées autour d'un point nominal. Les méthodes d'analyse de sensibilité globales considèrent, quant à elles, l'ensemble du domaine de variation possible des entrées du modèle [130], ce qui correspond mieux à notre cas d'étude, étant donné que nous estimons que nous avons d'importantes incertitudes sur les paramètres d'entrée.

Dans le cadre de cette étude, les variables d'entrée correspondent aux écart-types des variations sur les paramètres incertains du modèle (épaisseurs, indices...). La quantité d'intérêt calculée en sortie du modèle est l'écart en norme $L1$ entre le spectre restitué par le modèle exhaustif noté \hat{S} et le spectre de référence noté S_{ref} , normalisé par le maximum du spectre de référence, comme indiqué par l'équation (4.17).

$$\frac{\|\hat{S} - S_{ref}\|_1}{\max(S_{ref})} = \frac{|\hat{S}(\sigma_1) - S_{ref}(\sigma_1)| + \dots + |\hat{S}(\sigma_{nb_{sg}}) - S_{ref}(\sigma_{nb_{sg}})|}{\max(S_{ref})} \quad (4.17)$$

L'objectif est, d'une part de hiérarchiser les entrées les plus influentes, et d'améliorer par la suite leur méthode d'estimation, et d'autre part, de fixer les variables d'entrée les moins influentes une fois identifiées [131].

4.5.2 Description des étapes suivies pour l'analyse de sensibilité

Dans ce paragraphe, nous allons décrire les différentes étapes suivies pour l'analyse de sensibilité du modèle exhaustif.

4.5.2.1 Simulation d'un détecteur de référence

Dans un premier temps, nous construisons un détecteur de référence, qui nous servira pour la simulation d'un interférogramme de référence. Ce détecteur est composé de l'empilement de couches précédemment décrit pour Microspoc, de taille 100×100 pixels, représentative de l'instrument Microspoc. Nous avons réduit le format initial de détecteur pour gagner en temps de calcul.

La couche de substrat est amincie selon le même angle que celui de Microspoc. L'épaisseur de la couche active du détecteur varie d'un pixel à un autre, suivant une distribution de probabilité corrélée autour de la valeur moyenne et de l'écart-type estimés au chapitre 3 dans le cas de Microspoc. Les valeurs numériques de ces grandeurs ne seront pas précisées pour des raisons de confidentialité.

La longueur de corrélation spatiale introduite entre les pixels, pour la distribution d'épaisseur de la couche active, est évaluée à partir des données de Microspoc. Pour cela, nous avons d'abord calculé l'auto-corrélation de l'image de la cartographie d'épaisseur de zone active estimée au chapitre précédent, notée $Image_{eza}$. L'auto-corrélation Γ est calculée à partir de la transformée de Fourier inverse du module carré de la transformée de Fourier de l'image, comme le montre l'équation (4.18).

$$\Gamma = TF^{-1}[|TF(Image_{eza})|^2] \quad (4.18)$$

A titre illustratif, l'auto-corrélation de la cartographie d'épaisseur de zone active obtenue est illustrée sur la Figure 4.11, en échelle logarithmique.

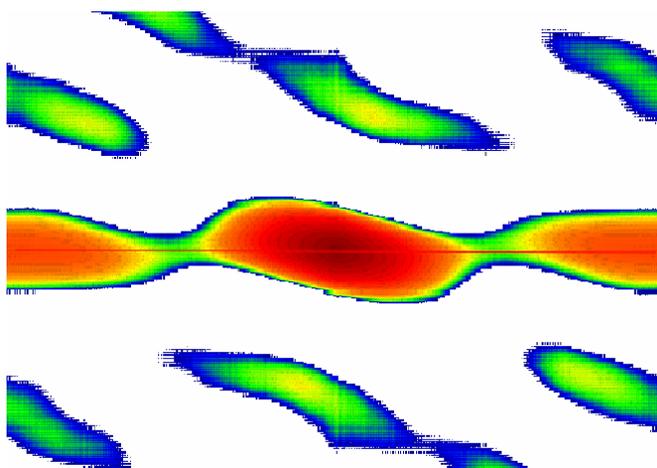


FIGURE 4.11: Autocorrélation de la cartographie d'épaisseur de zone active estimée, représentée sur la Figure 3.32

Il suffit alors de calculer la taille de la Gaussienne bidimensionnelle centrale observée sur la Figure 4.11 pour en déduire les longueurs de corrélation spatiales selon les deux directions de l'espace. Dans la direction horizontale, la longueur de corrélation est

évaluée à environ 180 pixels, et dans la direction verticale, elle est évaluée à environ 210 pixels, ce qui n'est pas loin de la moitié de la taille totale de la matrice de détection dans les deux directions spatiales (taille utile : 520×512 pixels). Rappelons que ces valeurs sont spécifiques à l'instrument Microspoc.

Pour notre analyse de sensibilité, nous avons souhaité prendre des longueurs de corrélation de 50 pixels dans les deux directions de la matrice. Pour une matrice de 100×100 pixels, ces longueurs de corrélation sont représentatives de la vraie matrice de détection.

Les paramètres restant ont été fixés à leurs valeurs moyennes précédemment estimées, et prises comme valeur nominale, caractéristique de la structure du détecteur de référence.

Une fois le détecteur de référence simulé, nous pouvons générer la matrice caractérisant sa réponse spectrale à tous les nombres d'onde, en utilisant le modèle exhaustif, comme le montre la Figure 4.2. Cette matrice est notée $M_{exh_reference}$.

4.5.2.2 Simulation d'un détecteur modifié

L'étape suivante consiste à simuler un détecteur modifié par rapport au détecteur de référence. Pour cela, il suffit de considérer la structure du détecteur de référence, dans laquelle certains paramètres sont modifiés. Ces variations sont obtenues en ajoutant une composante aléatoire aux paramètres de référence, caractérisée par un écart-type que l'on précisera.

De même que pour le détecteur de référence, pour chaque combinaison de variations de paramètres i , nous calculons la matrice des réponses spectrales simulée par le modèle exhaustif, que l'on note $M_{exh_modifie_cas_i}$.

4.5.2.3 Inversion de l'interférogramme de référence pour chaque combinaison de paramètres

A partir de la matrice décrivant les réponses du détecteur de référence $M_{exh_reference}$ nous construisons un interférogramme de référence noté $I_{reference}$ pour quatre types de spectres différents : un spectre de corps noir, un spectre Gaussien centré sur l'intervalle spectral d'étude, un spectre Gaussien proche des nombres d'onde de coupure, et un spectre porte. Nous faisons le choix de ne pas traiter le cas d'un peigne de fréquences, car la résolution de Microspoc ($25cm^{-1}$) n'est pas assez fine pour considérer ce cas d'application. Le choix des profils de spectres sera discuté au paragraphe 4.5.5.

Ensuite, nous inversons l'interférogramme $I_{reference}$ en utilisant la matrice du modèle exhaustif modifiée $M_{exh_modifie_cas_i}$, correspondant à chaque cas i de modification de paramètres. Ces étapes sont résumées sur la Figure 4.12.

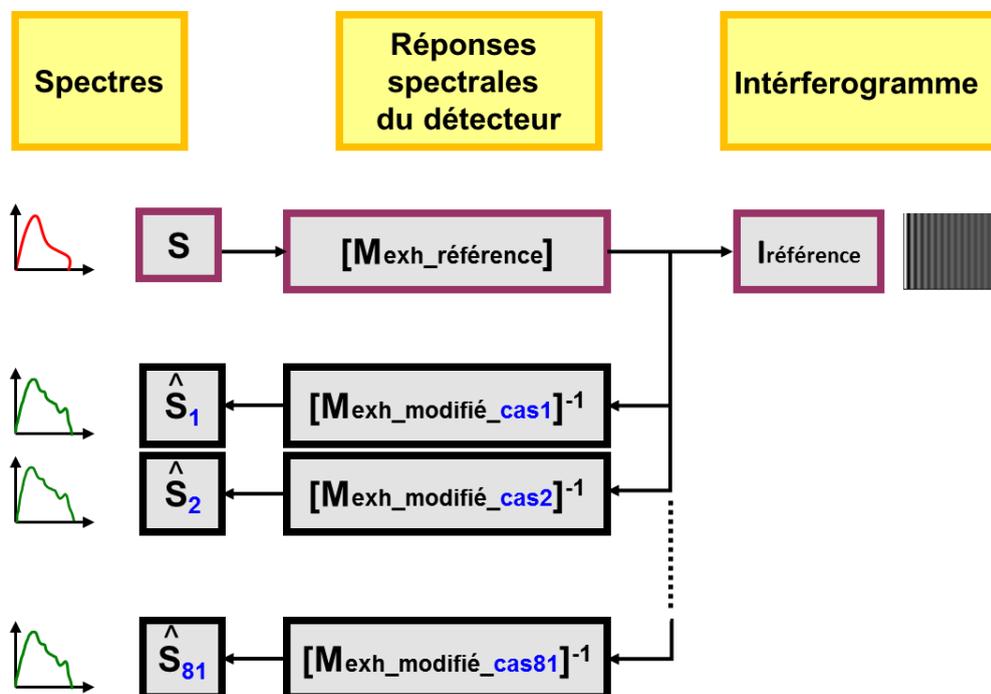


FIGURE 4.12: Schéma des opérations effectuées pour l'analyse de sensibilité du modèle exhaustif

Ainsi, pour un cas i de variations de paramètres, nous obtenons un spectre estimé \hat{S}_i , puis nous estimons l'écart normalisé $\|\hat{S}_i - S\|_1 / \max(S)$. Le nombre de cas traité sera précisé dans le paragraphe suivant, où nous présentons la méthode d'analyse de sensibilité que nous avons adoptée pour cette étude.

4.5.3 Présentation de la méthode d'analyse de sensibilité choisie

Pour cette étude, nous supposons que les variables d'entrée sont indépendantes. En effet, nous avons observé lors de l'évaluation des paramètres d'entrée du modèle exhaustif que ceux-ci étaient majoritairement indépendants (voir chapitre 3).

En outre, nous avons choisi de mettre en œuvre une analyse de sensibilité basée sur l'utilisation d'un plan factoriel complet. Le but est d'évaluer les variables de sortie pour toutes les combinaisons des niveaux des variables d'entrée. Cela permet d'estimer la part de variabilité de la sortie due à chaque variable d'entrée, c'est ce qu'on appelle l'effet de la variable d'entrée. De plus, on peut également estimer les interactions entre les variables d'entrée, qui consiste à quantifier le fait que la modification d'une variable influe sur l'effet d'une autre variable.

Nous avons choisi de discrétiser l'incertitude sur les entrées en trois niveaux différents: le niveau bas (petite incertitude sur l'entrée) noté 0, le niveau intermédiaire (incertitude moyenne sur l'entrée) noté 1, et le niveau haut (grande incertitude sur l'entrée) noté 2. Cela requiert alors 3^n calculs, où n est le nombre de paramètres d'entrée du modèle.

Dans notre cas, nous avons fait le choix d'effectuer une analyse de sensibilité sur les quatre paramètres incertains suivants : l'épaisseur de substrat, l'indice de substrat, l'épaisseur de zone active et la composition en Cadmium. Par conséquent, il sera nécessaire de traiter 3^4 cas, soit 81 cas. Le tableau 4.1 montre le plan d'expérience factoriel complet adopté à trois niveaux, et quatre facteurs.

On associe à chaque paramètre d'entrée une variable aléatoire avec une distribution de probabilité Gaussienne, caractérisée par son écart-type noté X_i . Ces écarts-types représenteront nos variables d'entrée pour cette analyse de sensibilité, leurs plages de variations selon trois niveaux d'incertitude seront précisées au paragraphe 4.5.4. Pour chaque cas traité, et donc chaque combinaison d'écarts-types, nous simulons un détecteur modifié dont les paramètres correspondent au détecteur de référence, auquel nous ajoutons une contribution aléatoire avec l'écart-type du niveau considéré.

Pour chaque combinaison de niveaux de variation, nous effectuons 25 tirages aléatoires sur les paramètres incertains afin d'obtenir des erreurs sur la sortie représentatives de la réalité physique. Ensuite, l'écart en norme $L1$ entre le spectre obtenu et le spectre de référence pour les 25 tirages est moyenné. Cette moyenne représente la sortie Y du modèle sur lequel on effectue l'analyse de sensibilité.

Pour exprimer Y en fonction des variables d'entrée X_i , nous avons choisi d'utiliser un modèle de régression linéaire, explicité par l'équation(4.19), qui considère les interactions c_{ij} entre les entrées deux à deux. Dans cette expression, les coefficients β_i évaluent les effets principaux des entrées, ϵ est l'erreur du modèle, et β_0 est la valeur moyenne. Les interactions entre trois variables d'entrée ou plus sont supposées négligeables en première approximation.

$$Y = \beta_0 + \sum_{i=1}^4 \beta_i X_i + \sum_{i < j}^4 c_{ij} X_i X_j + \epsilon \quad (4.19)$$

Nous présentons dans le paragraphe suivant les plages de variation des paramètres d'entrée du modèle exhaustif que nous avons utilisées pour l'analyse de sensibilité.

4.5.4 Choix des plages de variation de paramètres pour le plan d'expérience à trois niveaux

Rappelons que le plan d'expérience choisi pour l'analyse de sensibilité contient trois niveaux discrets, notés 0, 1 et 2 allant de la plus petite à la plus importante plage de variation sur les paramètres du modèle exhaustif. Les plages de variation adoptées pour chaque niveau sont listées sur la Table 4.2.

Dans les sections suivantes, nous allons justifier les valeurs prises pour ces plages de variation.

n° cas	Epaisseur substrat	Epaisseur zone active	Indice substrat	Composition Cadmium
1	0	0	0	0
2	0	0	0	1
3	0	0	0	2
4	0	0	1	0
5	0	0	1	1
6	0	0	1	2
7	0	0	2	0
8	0	0	2	1
9	0	0	2	2
10	0	1	0	0
11	0	1	0	1
12	0	1	0	2
13	0	1	1	0
14	0	1	1	1
15	0	1	1	2
16	0	1	2	0
17	0	1	2	1
18	0	1	2	2
19	0	2	0	0
20	0	2	0	1
21	0	2	0	2
...
76	2	2	1	0
77	2	2	1	1
78	2	2	1	2
79	2	2	2	0
80	2	2	2	1
81	2	2	2	2

TABLE 4.1: Plan d'expérience à trois niveaux (numérotés 0, 1 et 2) et quatre facteurs (correspondant aux variables d'entrée du modèle), adopté pour l'analyse de sensibilité du modèle exhaustif

	Epaisseur substrat es	Epaisseur zone active eza	Indice substrat ns	Composition en Cadmium x
Plage de variation niveau 0	$es0 = 0,02 \mu\text{m}$	$eza0 = 0,1 \mu\text{m}$	$ns0 = 0,2\%$	$x0 = 0,03\%$
Plage de variation niveau 1	$es1 = 0,075 \mu\text{m}$	$eza1 = 0,3 \mu\text{m}$	$ns1 = 0,4\%$	$x1 = 0,1\%$
Plage de variation niveau 2	$es2 = 0,15 \mu\text{m}$	$eza2 = 1 \mu\text{m}$	$ns2 = 2\%$	$x2 = 0,3\%$

TABLE 4.2: Plages de variation du plan d'expérience à trois niveaux pour les paramètres d'entrée du modèle exhaustif

4.5.4.1 Variation de l'épaisseur de substrat

Le niveau intermédiaire, noté $es1$, correspond à la précision que nous avons obtenue avec notre méthode d'estimation d'épaisseur de substrat actuelle, présentée au chapitre précédent.

Le niveau haut, noté $es2$, représente une précision moins bonne que notre méthode, qui correspondrait à une estimation grossière d'épaisseur de substrat par transformée de Fourier sur la réponse spectrale tronquée au régime à deux ondes d'interférence.

Enfin, le niveau le plus bas et donc le plus précis, noté $es0$, correspond à une très bonne précision que l'on espère avoir avec une autre méthode d'estimation, en améliorant notre méthode d'un facteur arbitraire de 4 par rapport au niveau intermédiaire.

4.5.4.2 Variation de l'épaisseur de zone active

Le niveau intermédiaire $eza1$ correspond à notre précision d'estimation en utilisant la méthode présentée au chapitre précédent. Le niveau le plus précis $eza0$ représente une précision théorique, meilleure d'un facteur trois que la précision obtenue pour le moment. Enfin, le niveau le moins précis $eza2$ correspond au cas où l'on n'aurait aucune information sur l'épaisseur de zone active. La valeur choisie est équivalente au double de l'écart maximal d'épaisseur ($0.5\mu\text{m}$) publié dans la référence [40], pour une technologie EPL récente développée au CEA-LETI.

4.5.4.3 Variation de la composition en Cadmium

La plage de variation du niveau intermédiaire $x1$ correspond à l'incertitude que nous obtenons avec notre méthode d'estimation de la composition en Cadmium, expliquée au chapitre précédent. Cette incertitude est liée au modèle bidimensionnel de dépendance

du nombre d'onde de coupure en fonction de la composition et de l'épaisseur de zone active. En effet, nous avons constaté qu'en changeant l'épaisseur de substrat pour générer ce modèle, nous obtenons un écart maximal de l'ordre de 4cm^{-1} sur les nombres d'onde de coupure de la cartographie, ce qui introduit une incertitude maximale de 0.1% sur la composition en Cadmium.

Le niveau le plus haut $x2$ correspond à une incertitude importante sur le nombre d'onde de coupure de 10cm^{-1} , qui est du même ordre de grandeur que l'écart-type estimé sur la cartographie de nombres d'onde de coupure de Microspoc.

Enfin, le niveau de précision le plus faible $x0$ correspond à une erreur sur l'estimation de la composition qui serait engendrée par une erreur de 1cm^{-1} sur le modèle théorique de dépendance bidimensionnel de dépendance du nombre d'onde de coupure en fonction de la composition et de l'épaisseur de zone active.

4.5.4.4 Variation de l'indice du substrat

Rappelons que dans le modèle exhaustif, nous avons utilisé la formule de la dispersion d'indice du CdTe à $80K$ extraite de la référence [119] pour décrire l'indice du substrat.

Pour évaluer l'effet d'une incertitude sur l'indice de réfraction sur la sortie du modèle, nous avons simulé une variation locale de la courbe de dispersion de l'indice du substrat autour de la courbe nominale déduite de la formule extraite de la référence [119]. L'écart-type de ces incertitudes prend les trois valeurs listées sur la Table 4.2.

Pour définir les plages de variation, nous nous sommes basés sur les travaux de Hlidek et al. [132], qui comparent les mesures de dispersion d'indice du CdTe à l'ensemble des formules empiriques publiées avant l'année 2001. Nous nous sommes contentés d'utiliser ces travaux qui traitent le cas à température ambiante ($295K$) car ils sont, à notre connaissance, les seuls disponibles pour évaluer les erreurs sur la dispersion d'indice du CdTe. Les résultats des écarts observés entre les mesures d'indice de Hlidek et les formules empiriques sont représentés sur la Figure 4.13.

Les Figures 4.13.(a) et 4.13.(b) représentent les écarts calculés entre les mesures expérimentales de Hlidek et al. et les formules empiriques citées en légende, dans l'ordre chronologique.

Ainsi, le niveau intermédiaire $ns1$ de la plage de variation de l'indice de substrat sur la Table 4.2 correspond au maximum des écarts observés sur la Figure 4.13.(a) au nombre d'onde 1880cm^{-1} , ce qui équivaut à une énergie de photon de 0.23eV . Cet écart est de 0.01, soit une variation relative de 0.4% par rapport à un indice de substrat de 2.66 à 1880cm^{-1} .

De la même façon, le niveau le plus haut $ns2$ est tiré de la Figure 4.13.(b), où nous avons évalué le maximum d'écart d'indice de réfraction à 0.05 au nombre d'onde 1880cm^{-1} , soit un écart relatif de 2% à 1880cm^{-1} .

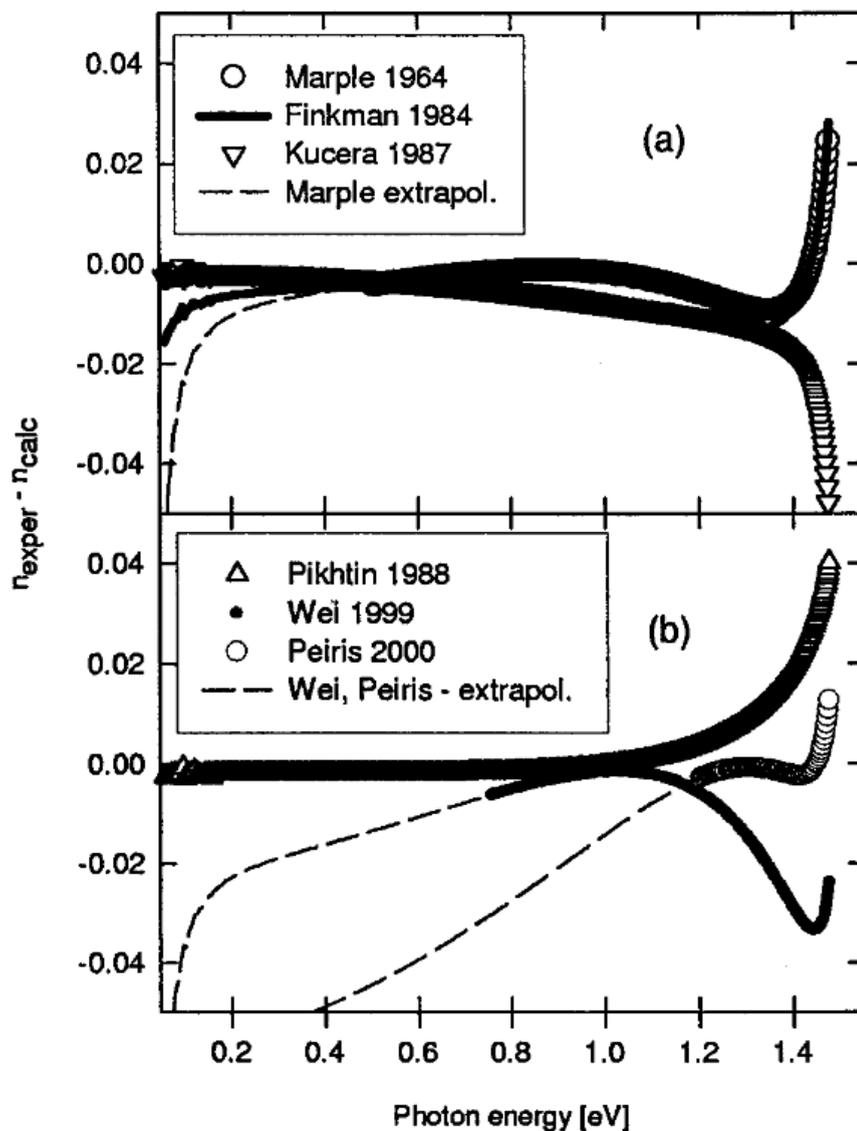


FIGURE 4.13: Ecarts de dispersion d'indice du CdTe à 295K entre les données expérimentales de la référence [132] et les valeurs calculées à partir de relations empiriques publiées dans les références citées en légende: (a) Correspond aux références les plus anciennes. (b) Correspond aux références les plus récentes. Extrait de la référence [132]

Enfin, le niveau le plus bas ns_0 est choisi comme étant meilleur que le niveau haut d'un facteur arbitraire de 10.

Dans la section suivante, nous présentons les résultats obtenus lors de l'analyse de sensibilité effectuée en utilisant le plan d'expérience factoriel complet à trois niveaux et quatre facteurs.

4.5.5 Présentation des premiers résultats de l'analyse de sensibilité

Les spectres choisis pour cette étude sont représentés sur la Figure 4.14, et sont cités ci-dessous:

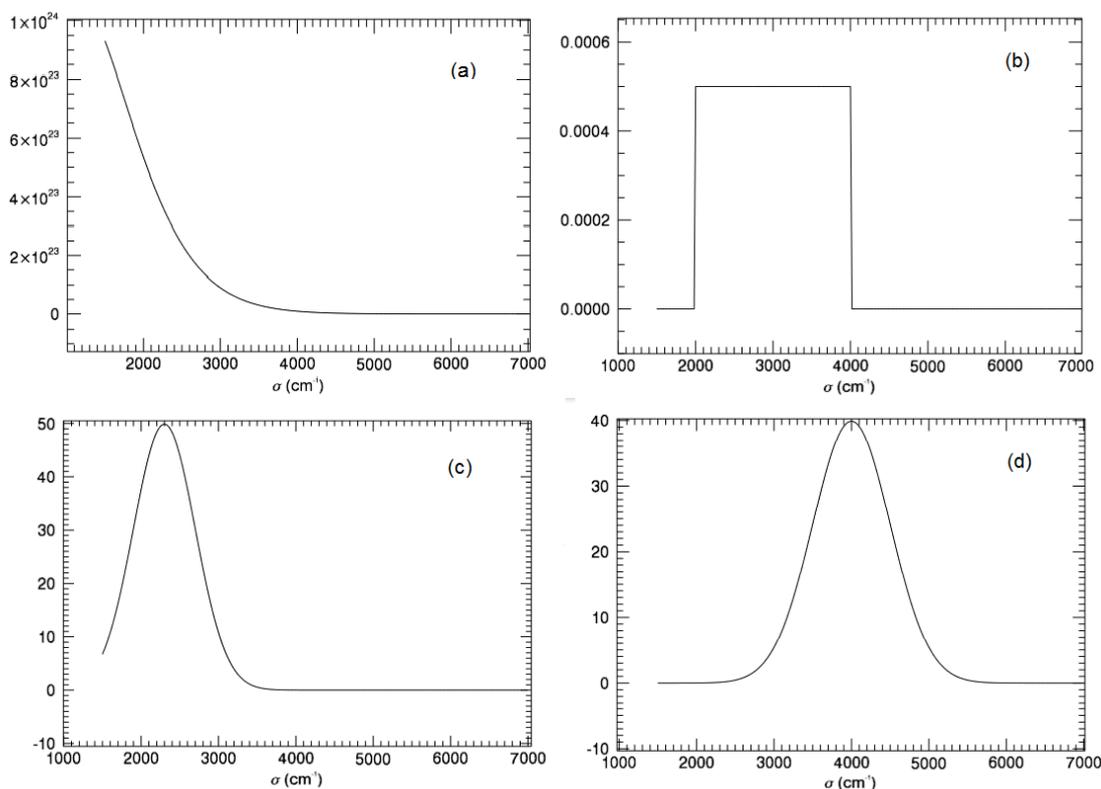


FIGURE 4.14: Spectres de référence choisis pour l'analyse de sensibilité du modèle exhaustif. (a) Spectre d'un corps noir à $150^{\circ}C$. (b) Spectre en forme de porte. (c) Spectre Gaussien proche des nombres d'onde de coupure. (d) Spectre Gaussien centré sur l'intervalle spectral d'étude.

- Spectre d'un corps noir à $150^{\circ}C$: le but est d'étudier le cas d'un spectre contenant beaucoup de signal autour des nombres d'onde de coupure, afin de mieux identifier les effets de variation des paramètres du modèle sur cette zone.
- Spectre d'une porte: l'objectif est d'explorer le comportement du système dans le cas où le spectre contient des variations rapides.
- Spectre Gaussien proche des nombres d'onde de coupure: le but est de simuler la forme des spectres que Microspoc mesure en pratique, et qui correspond au spectre d'éléments de combustion. Cela se traduit notamment par une forme de Gaussienne autour de la raie d'absorption du CO_2 à $2350cm^{-1}$.
- Spectre Gaussien au centre de l'intervalle spectral de fonctionnement de Microspoc: le but est d'avoir le même type de spectre que mesure Microspoc, mais loin des nombres d'onde de coupure.

Nous précisons que nous n'avons pas considéré de peigne de raies, étant donné que la résolution de l'instrument Microspoc (environ 25cm^{-1}) n'est pas assez fine pour viser une telle application.

Dans les paragraphes suivants, nous allons présenter les spectres obtenus lors de l'analyse de sensibilité avec le plan d'expérience factoriel pour identifier l'influence de la variation des différents paramètres d'entrée sur la sortie du modèle.

4.5.5.1 Incertitude sur la composition en Cadmium

Nous avons observé que la variation de la composition en Cadmium selon les trois niveaux (x_0 , x_1 et x_2) influe très peu sur la sortie du modèle, puisque les spectres restitués sont de bonne qualité. Nous pouvons donc en déduire que la précision de notre estimation (voir Figure 3.34) est suffisante pour les besoins d'inversion de l'instrument Microspoc.

Dans la suite, nous ne précisons pas le niveau de variation de la composition en Cadmium puisque nous négligerons l'effet d'une incertitude sur ce paramètre sur la sortie du modèle.

4.5.5.2 Incertitude sur l'indice de substrat

Nous avons représenté sur la Figure 4.15 les résultats obtenus lors de l'inversion de spectres correspondant aux cas des niveaux les plus bas pour tous les paramètres du modèle, excepté le paramètre de l'indice de substrat que nous avons fait varier selon les trois niveaux ns_0 , ns_1 et ns_2 .

Nous pouvons observer sur ces spectres qu'une incertitude sur l'indice de substrat de 2%, correspondant au niveau ns_2 engendre une erreur considérable sur les spectres restitués.

Ainsi, pour espérer estimer des spectres de bonne qualité avec Microspoc, il est nécessaire de connaître l'indice de substrat avec une précision bien meilleure que 2%.

Dans la suite de cette analyse, nous considérerons uniquement les niveaux de variation d'indice de substrat ns_0 et ns_1 .

4.5.5.3 Incertitude sur l'épaisseur de zone active

Nous avons représenté sur la Figure 4.16 les spectres obtenus pour les niveaux de variation es_0 , ns_0 et ns_1 , ainsi que tous les niveaux de variation d'épaisseur de zone active. Nous faisons remarquer que les courbes rouges correspondant au niveau ns_0 incluent les résultats des niveaux eza_0 et eza_1 . De même pour les courbes bleues correspondant au niveau ns_1 , elles représentent les résultats des niveaux eza_0 et eza_1 superposés.

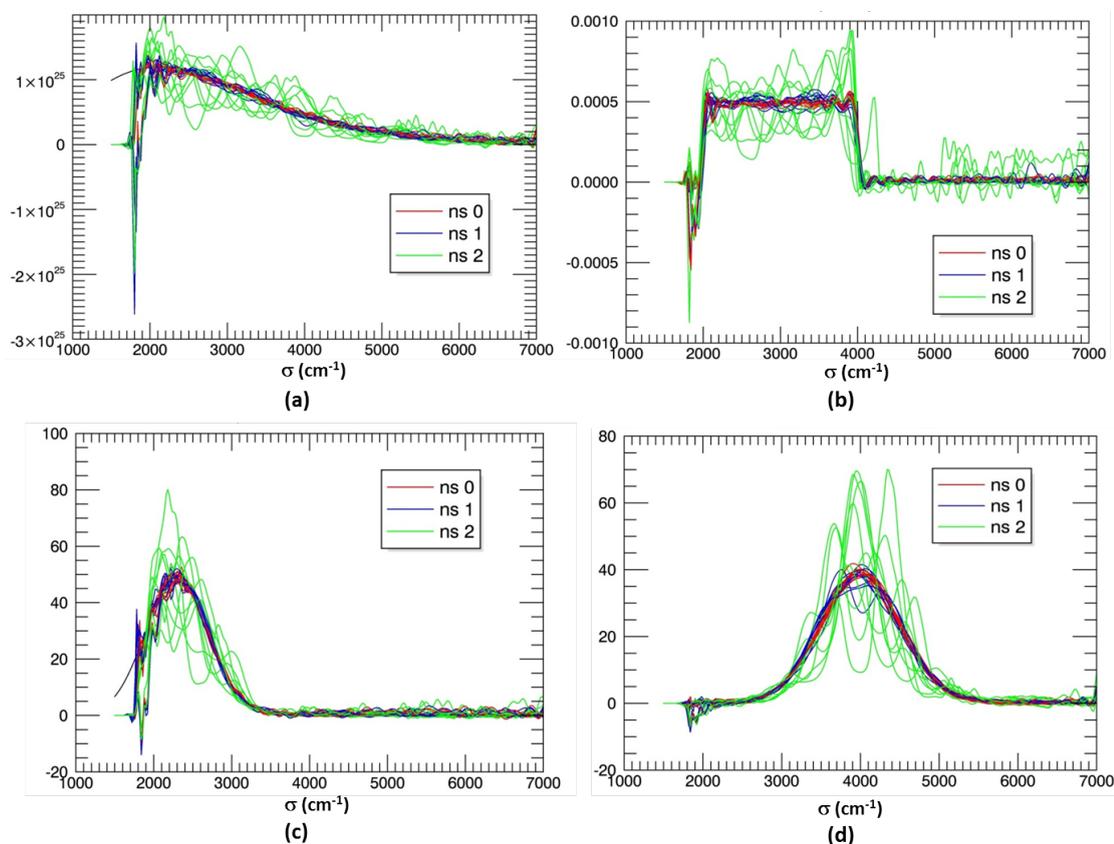


FIGURE 4.15: Spectres obtenus lors de l'analyse de sensibilité pour les niveaux 0 pour l'ensemble des paramètres, mis à part l'indice de substrat qui varie selon les niveaux notés : ns_0 , ns_1 et ns_2 . (a) Spectre d'un corps noir à 150°C . (b) Spectre d'une porte. (c) Spectre Gaussien proche des nombres d'onde de coupure. (d) Spectre Gaussien centré sur l'intervalle spectral d'étude.

Comme on peut le voir sur la Figure 4.16, les courbes vertes et noires montrent que le cas de variation maximale d'épaisseur de zone active de niveau eza_2 , soit une variation de $1\mu\text{m}$, détériore la qualité d'estimation de spectres, en particulier autour du nombre d'onde de coupure. Cela est cohérent avec le fait qu'au chapitre précédent, nous avons mis en évidence que l'effet des paramètres de la zone active est principalement visible dans les régimes à 3 ou 4 ondes d'interférence, proche de la zone de coupure.

Nous déduisons de ce résultat qu'il est nécessaire d'estimer l'épaisseur de zone active avec une précision bien meilleure que $1\mu\text{m}$ pour espérer remonter à des spectres de bonne qualité. En outre, la précision que nous obtenons avec notre méthode d'estimation correspondant au niveau eza_1 , soit $0.3\mu\text{m}$, est suffisante pour l'inversion des spectres de Microspoc.

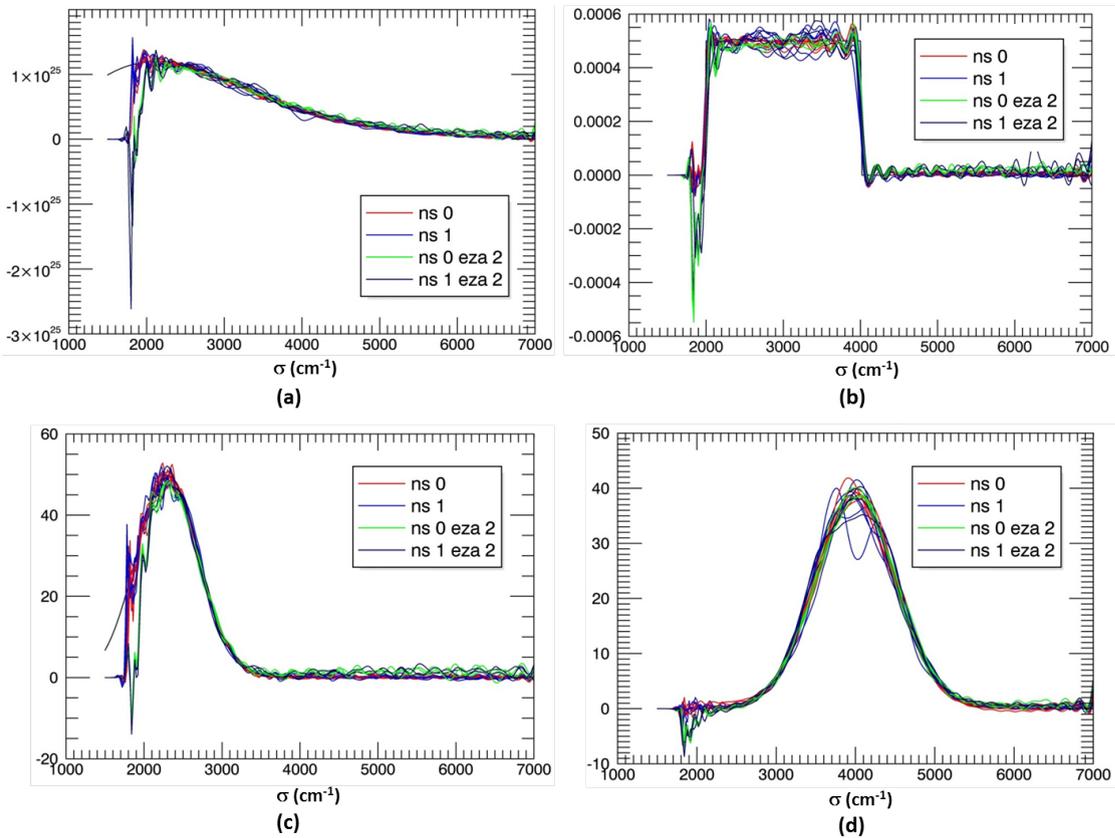


FIGURE 4.16: Spectres obtenus lors de l'analyse de sensibilité pour une variation d'épaisseur substrat de niveau es_0 , une variation d'indice de substrat selon les niveaux ns_0 , ns_1 et une variation d'épaisseur de zone active suivant les niveaux eza_0 et eza_1 pour les courbes rouges et bleues, et le niveau eza_2 , pour les courbes vertes et noires. (a) Spectre d'un corps noir à $150^\circ C$. (b) Spectre d'une porte. (c) Spectre Gaussien proche des nombres d'onde de coupure. (d) Spectre Gaussien centré sur l'intervalle spectral d'étude.

4.5.5.4 Incertitude sur l'épaisseur de substrat

La Figure 4.17 représente les spectres restitués dans le cas du niveau intermédiaire es_1 . On observe que les spectres sont de moins bonne qualité que ceux de la Figure 4.16, même si celui du corps noir semble être plus robuste aux variations d'épaisseur de substrat que les autres spectres (voir les Figures 4.16 et 4.17).

Enfin, la Figure 4.18 montre qu'une variation d'épaisseur de substrat de niveau es_2 engendre une mauvaise restitution de spectres. On remarque sur ces figures que ce phénomène est amplifié si l'on considère également une variation d'indice de substrat de niveau ns_2 . Cela traduit en particulier le fait qu'une trop grande incertitude sur l'épaisseur de substrat ($0.15\mu m$) et l'indice de substrat (2%) introduit une erreur importante sur la différence de marche optique du substrat. De fait, celle-ci est prépondérante dans le fonctionnement de Microspoc, conçu principalement pour être un spectromètre à deux ondes d'interférences (ou un spectromètre à transformée de Fourier).

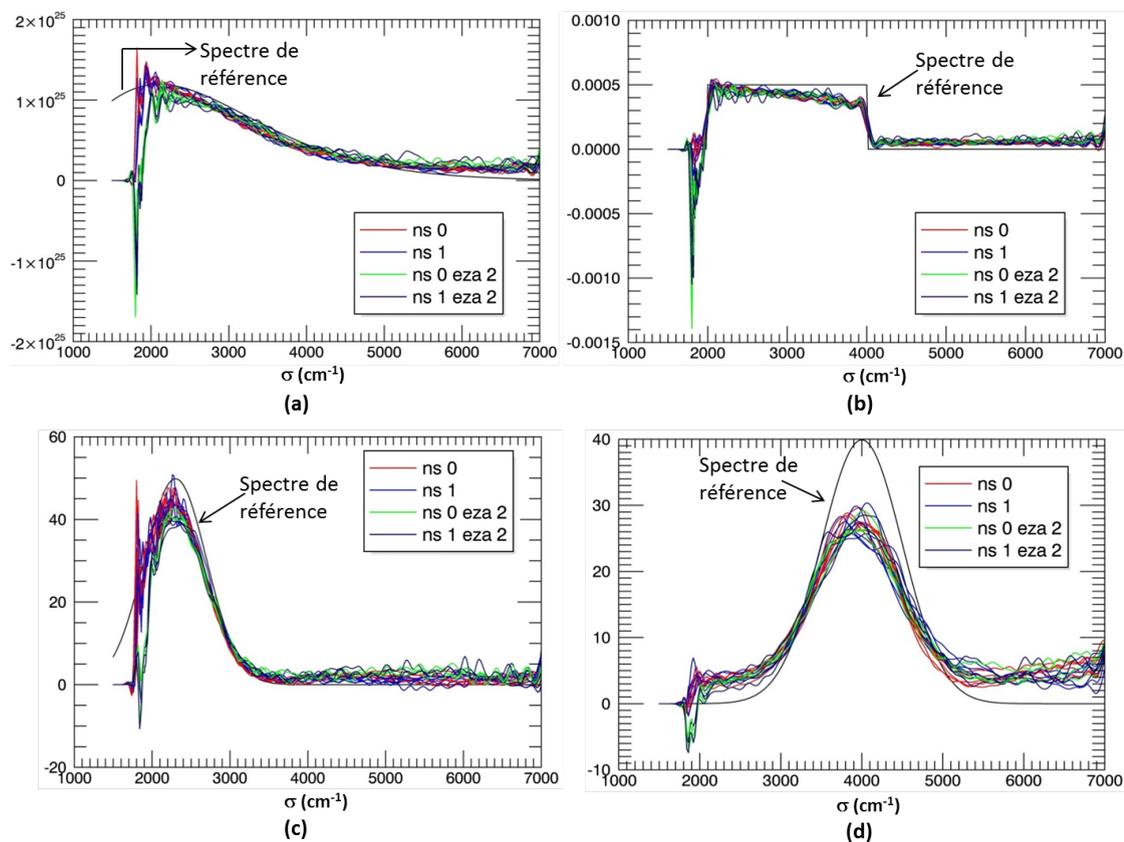


FIGURE 4.17: Spectres obtenus lors de l'analyse de sensibilité pour une variation d'épaisseur substrat de niveau $es1$, une variation d'indice de substrat selon les niveaux $ns0$, $ns1$, et une variation d'épaisseur de zone active suivant les niveaux $eza0$ et $eza1$ pour les courbes rouges et bleues, et le niveau $eza2$, pour les courbes vertes et noires. (a) Spectre d'un corps noir à $150^{\circ}C$. (b) Spectre d'une porte. (c) Spectre Gaussien proche des nombres d'onde de coupure. (d) Spectre Gaussien centré sur l'intervalle spectral d'étude.

4.5.5.5 Conclusion sur les premiers résultats de l'analyse de sensibilité

En conclusion, nous pouvons déduire que les niveaux 2 d'épaisseur et d'indice de substrat conduisent à une restitution de spectres trop mauvaise. De plus, le niveau 2 de variation d'épaisseur de zone active introduit d'importantes erreurs de restitution de spectres autour de la zone de coupure.

Enfin, l'incertitude sur la composition en Cadmium n'engendre pas d'effet visible sur les spectres restitués. Notre estimation de ce paramètre peut donc être considérée comme suffisamment précise pour obtenir une bonne qualité de restitution de spectres avec Microspoc.

Nous venons de commenter qualitativement les résultats de l'analyse de sensibilité, en nous appuyant sur la forme des spectres obtenus pour déduire les effets de variation des paramètres du modèle. Nous nous proposons de quantifier ces résultats en nous

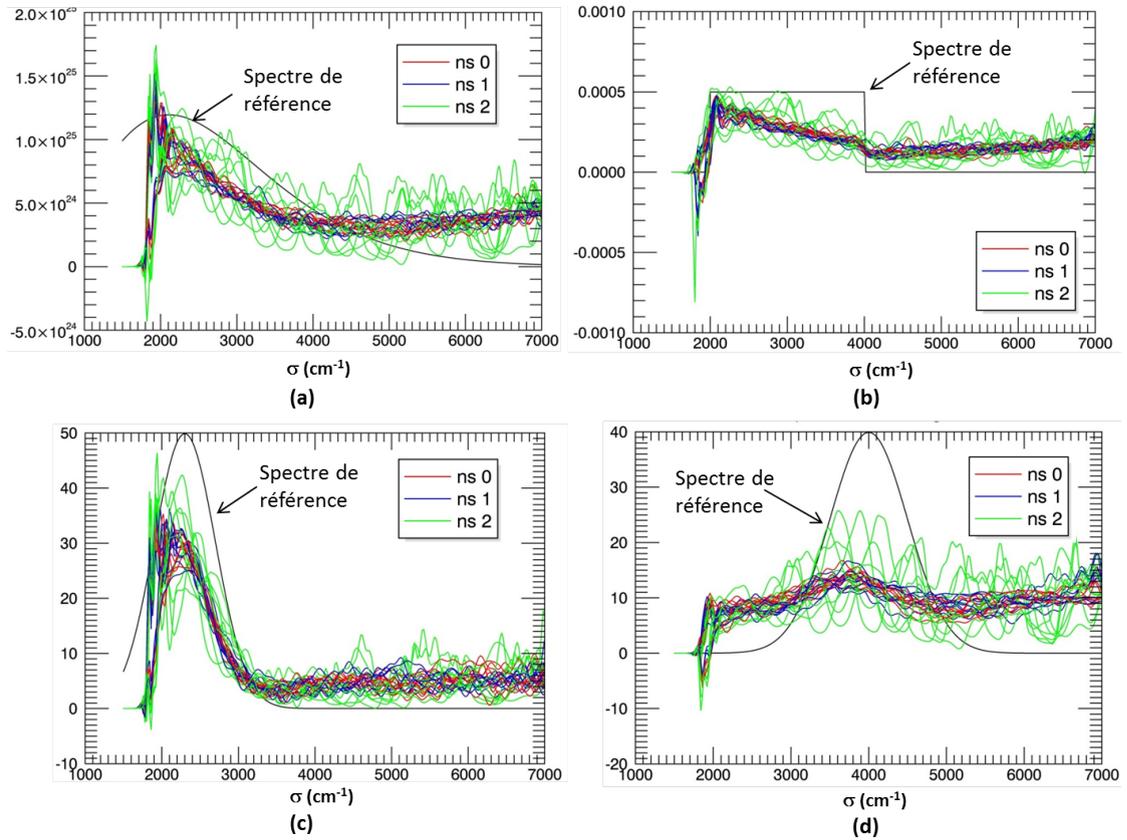


FIGURE 4.18: Spectres obtenus lors de l'analyse de sensibilité pour une variation d'épaisseur de substrat de niveau *es2*, une variation d'indice de substrat selon les niveaux *ns0*, *ns1* et *ns2*, et une variation d'épaisseur de zone active *eza* suivant tous les niveaux. (a) Spectre d'un corps noir à $150^{\circ}C$. (b) Spectre d'une porte. (c) Spectre Gaussien proche des nombres d'onde de coupure. (d) Spectre Gaussien centré sur l'intervalle spectral d'étude.

appuyant sur les indices de sensibilité que nous pouvons calculer à partir des résultats du plan d'expérience. C'est l'objet de la section suivante.

4.5.6 Calcul des indices de sensibilité

Pour évaluer quantitativement l'effet de chaque paramètre d'entrée sur la sortie du modèle, nous avons choisi d'utiliser des indices de sensibilité, qui permettent de hiérarchiser précisément l'influence des entrées sur la sortie.

Dans un cadre plus général, la décomposition de Sobol [133] permet d'écrire la sortie d'un modèle (linéaire ou non), pour toutes combinaisons de variables d'entrée (x_1, x_2, \dots, x_n) , selon l'équation (4.20).

$$Y = f_0 + \sum_i^n f_i(x_i) + \sum_{i < j}^n f_{ij}(x_i, x_j) + \dots + f_{12\dots n}(x_1, \dots, x_n) \quad (4.20)$$

Dans cette équation, f_0 est une constante égale à $E(Y)$, les autres fonctions élémentaires sont centrées et orthogonales, avec $f_i(x_i) = E(Y|X_i) - f_0$ (où $E(Y|X_i)$ est l'espérance conditionnelle de Y sachant X_i), $f_{ij}(x_i, x_j) = E(Y|X_i, X_j) - f_i(x_i) - f_j(x_j) - f_0$...etc.

On peut montrer que cette décomposition est unique. Si de plus, les variables X_i sont aléatoires et mutuellement indépendantes, ce qui est le cas pour notre étude, alors l'équation (4.20) permet d'obtenir la décomposition de la variance fonctionnelle, suivant l'équation (4.21).

$$Var(Y) = \sum_i^n Var[f_i(x_i)] + \sum_{i<j}^n Var[f_{ij}(x_i, x_j)] + \dots + Var[f_{12\dots n}(x_1, \dots, x_n)] \quad (4.21)$$

On en déduit l'équation (4.22), où $V_i(Y) = Var[E(Y|X_i)]$, $V_{ij}(Y) = Var[E(Y|X_i X_j)] - V_i(Y) - V_j(Y)$ et ainsi de suite.

$$Var(Y) = \sum_{i=1}^n V_i(Y) + \sum_{i<j}^n V_{ij}(Y) + \sum_{i<j<k}^n V_{ijk}(Y) + \dots + V_{12\dots n}(Y) \quad (4.22)$$

L'indice principal de sensibilité (aussi appelé indice de Sobol) est défini par l'équation (4.23).

$$S_i = \frac{Var(E(Y|X_i))}{Var(Y)} \quad (4.23)$$

Dans notre cas, étant donné que la sortie est décrite par un modèle linéaire explicité par l'équation (4.19), on peut montrer que la formule des indices principaux de Sobol se simplifie pour donner l'équation (4.24). Les coefficients β_i et c_{ij} sont estimés en utilisant les données issues du plan d'expérience factoriel.

$$S_i = \beta_i^2 \frac{Var(X_i)}{Var(Y)} \quad (4.24)$$

Il existe également un indice total de la variable X_i , qui mesure l'effet principal de X_i plus l'effet des interactions de ce facteur avec tous les autres facteurs incertains faisant intervenir les coefficients c_{ij} . Nous ne représenterons pas les indices totaux car les effets d'interactions sont négligeables dans cette étude, étant donné que les c_{ij} sont négligeables par rapport aux β_i .

L'indice principal S_i est compris entre 0 et 1. S'il est proche de 0, ainsi que l'indice total associé à X_i , cela signifie qu'il n'est pas nécessaire de connaître X_i avec une grande précision, et que la précision de notre estimation est suffisamment élevée pour les besoins

du modèle. En revanche, s'il est proche de 1, alors, si on veut baisser les incertitudes sur la sortie, il faut réduire l'incertitude sur le facteur X_i .

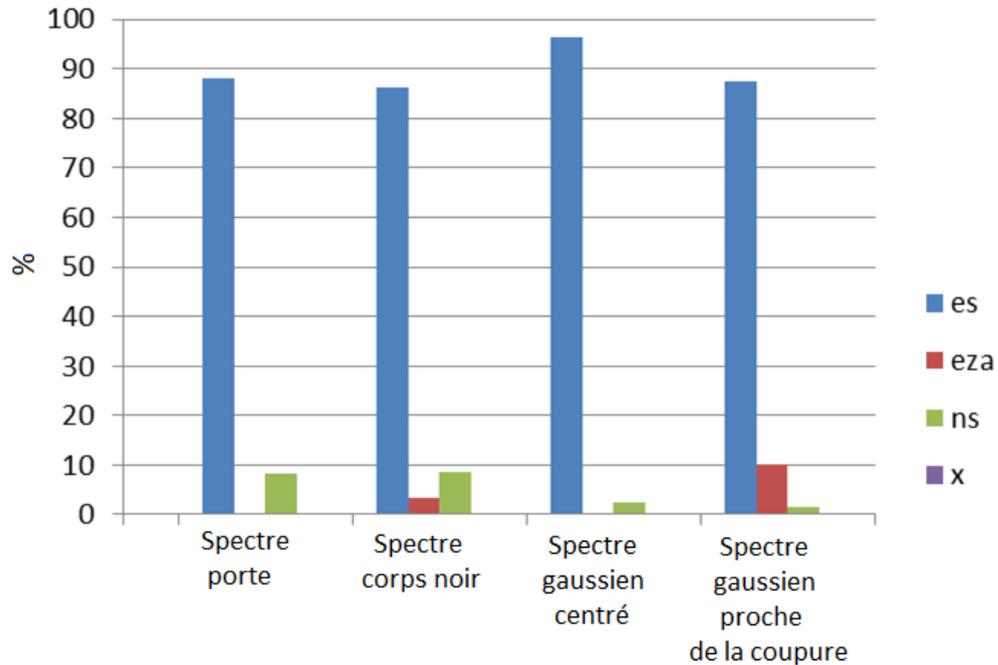


FIGURE 4.19: Indices principaux de sensibilité pour le modèle exhaustif, exprimés en % pour les paramètres : es (épaisseur de substrat), eza (épaisseur de zone active), ns (indice de substrat), x (composition en Cadmium)

Les résultats obtenus pour les indices principaux sont représentés en % sur la Figure 4.19. On peut observer clairement que, pour l'ensemble des spectres étudiés, le paramètre prépondérant est l'épaisseur de substrat es dont l'indice de principal prend des valeurs supérieures à 85%. Il est suivi de l'indice de substrat ns pour les spectres de corps noir, de porte, et le spectre Gaussien centré sur l'intervalle d'étude. Cependant, le deuxième paramètre le plus influent pour le spectre Gaussien proche des nombres d'onde de coupure est l'épaisseur de zone active eza . Cela montre que l'incertitude sur l'épaisseur de zone active a un impact important sur la restitution d'un spectre contenant du signal autour des nombres d'onde de coupure.

D'ailleurs, cette tendance est confirmée par les valeurs de l'indice principal de eza sur la Figure 4.19. Effectivement, cet indice est faible pour les spectres qui ne contiennent pas de signal autour de la coupure, soit le spectre de porte, et le spectre Gaussien centré sur l'intervalle d'étude. En revanche, cet indice prend des valeurs significatives pour les spectres se situant autour de la coupure (3% pour le spectre de corps noir et 10% pour le spectre Gaussien proche de la coupure).

On remarque également que la composition x n'influe pas sur le résultat de sortie, puisque son indice principal est négligeable par rapport aux autres indices.

En résumé, nous avons identifié quelles variables d'entrée sont les plus influentes sur la sortie étudiée (écart normalisé des spectres en norme $L1$), et quelles sont les moins influentes. De plus, nous avons mis en évidence les niveaux de variation critiques pour l'inversion de spectres.

Pour effectuer cette étude, nous nous sommes limités à trois niveaux de variation des entrées du modèle. Dans la section suivante, nous nous proposons d'affiner ces résultats en évaluant quelle précision sur les paramètres est requise pour obtenir des spectres de bonne qualité, lors de l'inversion utilisant le modèle exhaustif, en considérant une variation continue des paramètres.

4.5.7 Analyse plus fine par construction de méta-modèle

Étant donné que les premiers résultats d'analyse de sensibilité ont montré que la composition en Cadmium avait très peu d'influence sur la sortie du modèle, nous allons fixer ce paramètre à sa valeur nominale dans la suite de l'analyse. Nous nous intéresserons donc uniquement à trois paramètres d'entrée qui sont l'épaisseur de substrat es , l'épaisseur de zone active eza et l'indice de substrat ns .

Dans les paragraphes suivants nous allons d'abord expliquer la démarche que nous avons adoptée pour effectuer cette étude basée sur un méta-modèle, pour présenter ensuite les résultats obtenus.

4.5.7.1 Présentation de la démarche adoptée

Tout d'abord, nous décrivons les écarts-types sur les paramètres incertains X_i selon une loi uniforme sur les plages de variations entre les niveaux 0 et 2, précédemment précisés au paragraphe 4.2.

L'étape suivante consiste à construire un plan "space filling" [134] formé de 300 points qui sont répartis uniformément dans l'espace de dimension 3.

Par ailleurs, nous estimons la sortie Y , suivant le même procédé que pour l'analyse de sensibilité avec les 81 cas du plan factoriel (voir section 4.5.3). Enfin, nous construisons un méta-modèle à partir de ce nuage de points, exprimant la sortie Y en fonction des entrées X_i . Dans notre cas, la sortie du modèle est très bien décrite par un modèle de régression linéaire avec deux paramètres d'entrée, qui tient compte des interactions entre ces paramètres. Le coefficient de détermination R^2 obtenu est supérieur à 0.95. Pour chaque spectre étudié, les deux paramètres d'entrée correspondent aux paramètres les plus influents selon les résultats précédents de l'analyse de sensibilité (voir Figure 4.19), comme précisé ci-dessous :

- l'épaisseur de substrat es et l'indice de réfraction du substrat ns pour le spectre de corps noir, le spectre porte, et le spectre Gaussien centré sur l'intervalle spectral d'étude.
- l'épaisseur de substrat es et l'épaisseur de zone active eza pour le spectre Gaussien proche des nombres d'onde de coupure.

4.5.7.2 Résultats obtenus

Les résultats obtenus pour les quatre spectres étudiés sont présentés sur les Figures 4.20, 4.21, 4.22, 4.23.

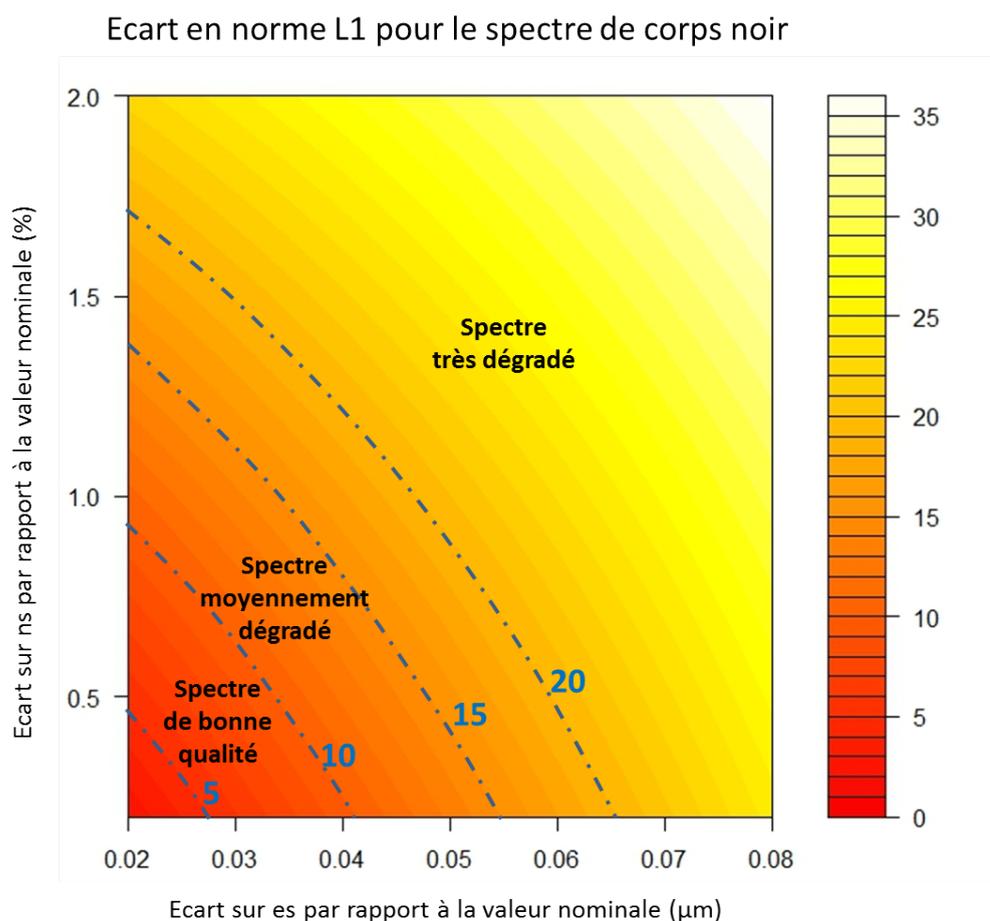


FIGURE 4.20: Écarts en norme $L1$ entre le spectre de référence et le spectre simulé, dans le cas du spectre d'un corps noir à 150°C (contenant du beaucoup de signal autour des nombres d'onde de coupure) en fonction des écarts en épaisseur de substrat es et de l'indice de substrat ns

Sur ces graphiques, nous avons représenté les écarts en norme $L1$ estimés entre le spectre de référence et le spectre restitué, correspondant à la sortie Y du modèle linéaire.

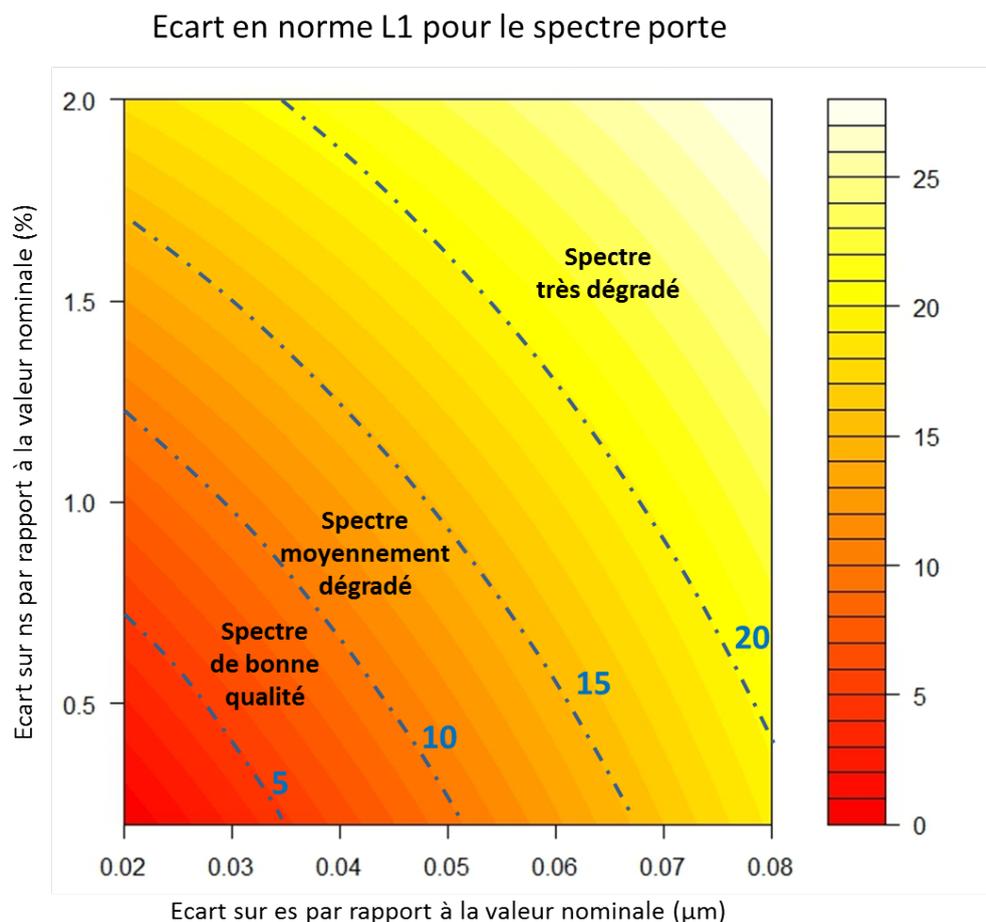


FIGURE 4.21: Écarts en norme L_1 entre le spectre de référence et le spectre simulé, dans le cas d'un spectre porte en fonction des écarts en épaisseur de substrat es et de l'indice de substrat ns

Cet écart est présenté en fonction des écarts sur les deux paramètres les plus influents pour chaque spectre, comme précisé plus haut.

Les valeurs numériques des écarts de spectre sont exprimées en échelle arbitraire. Nous avons représenté sur ces graphiques les plages de variation pour lesquelles nous obtenons des spectres très dégradés, tels que les spectres représentés sur la Figure 4.18. Cela correspond à des écarts supérieurs à 20 (et à 15 pour le spectre Gaussien autour de la coupure). Ces seuils sont empiriques, ils ont été évalués sur 81 spectres et pourraient être réadaptés à la mission spécifiée pour l'instrument Microspoc.

De même, nous avons représenté les plages de variations de paramètres qui permettent d'obtenir des spectres moyennement dégradés, tels que les spectres de la Figure 4.17. Cela correspond à des écarts compris entre 10 et 15 (et entre 10 et 12 pour le spectre Gaussien proche des nombres d'onde de coupure).

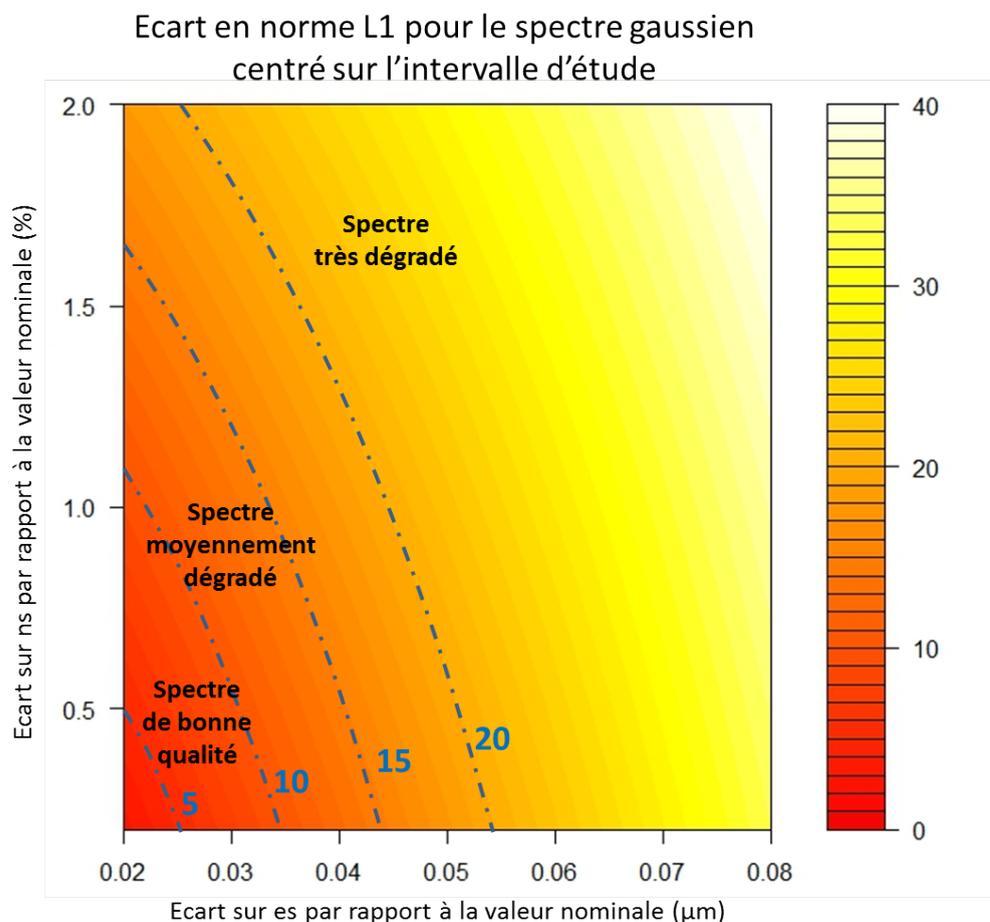


FIGURE 4.22: Écarts en norme L_1 entre le spectre de référence et le spectre simulé, dans le cas d'un spectre Gaussien centré sur l'intervalle d'étude en fonction des écarts en épaisseur de substrat es et de l'indice de substrat ns

Enfin, les plages de variations de paramètres donnant des spectres correctement restitués tels que ceux de la Figure 4.16 sont également représentés. Ces écarts sont estimés inférieurs à 10 pour l'ensemble des spectres étudiés.

Il faut noter que les seuils choisis pour le spectre Gaussien proche de la coupure ne sont pas les mêmes que ceux des autres spectres car les paramètres mis en jeu sont différents (épaisseur de zone active au lieu de l'indice de réfraction du substrat).

4.5.7.3 Analyse et discussion des résultats obtenus

Au vu de ces diagrammes nous pouvons tirer plusieurs conclusions concernant la précision nécessaire sur les paramètres d'entrée du modèle exhaustif afin d'avoir une bonne qualité de restitution de spectre.

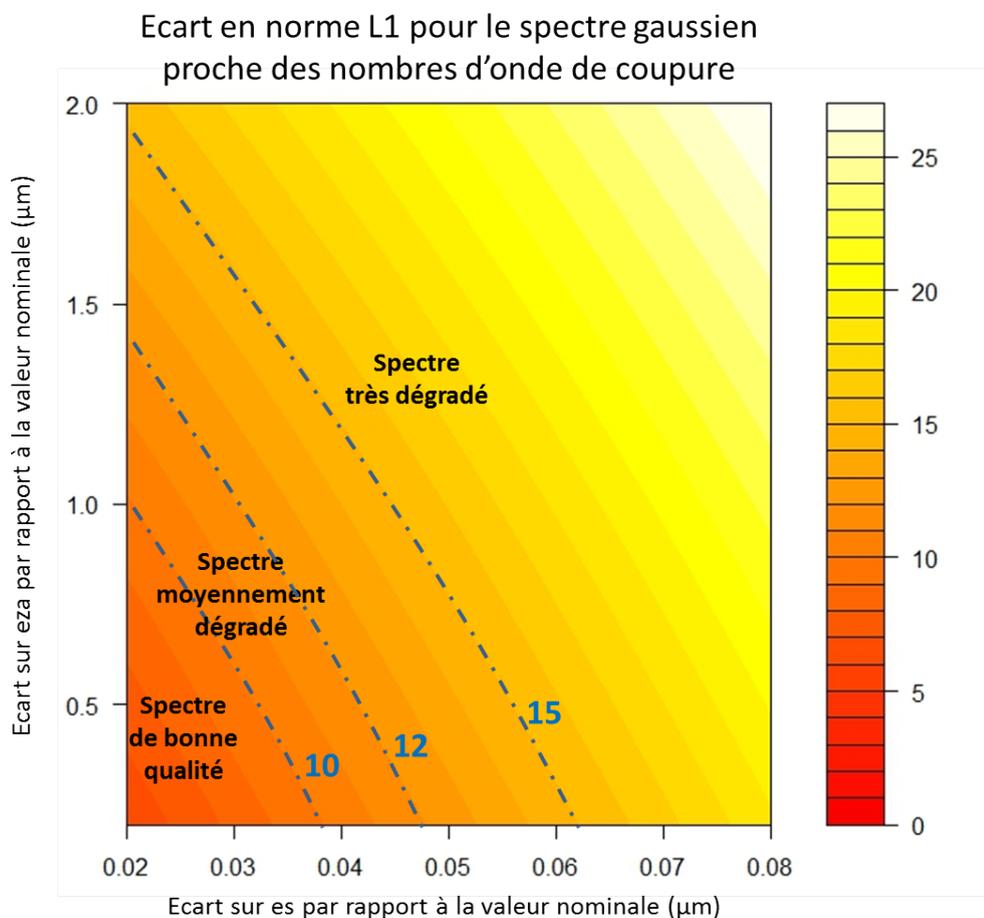


FIGURE 4.23: Écarts en norme $L1$ entre le spectre de référence et le spectre simulé, dans le cas d'un spectre Gaussien proche des nombres d'onde de coupure en fonction des écarts en épaisseur de substrat es et de l'épaisseur de zone active eza

Nous remarquons d'abord que le spectre en forme de porte est légèrement plus tolérant aux écarts sur les paramètres d'entrée qui sont l'épaisseur et l'indice du substrat, comparé au spectre Gaussien centré et le spectre de corps noir. Il faut noter que, pour ce spectre, le calcul d'écart en norme $L1$ ne prend pas en compte les plages de longueurs d'onde pour lesquelles on observe des oscillations dues à la discontinuité du spectre (phénomène de Gibbs). Le but est de s'affranchir de ce phénomène afin d'avoir des écarts comparables à ceux des autres spectres. Cela peut expliquer le fait que la zone qui permet d'obtenir une restitution de spectre de bonne qualité est plus large pour le spectre de porte comparé aux autres spectres.

On peut également déduire des Figures 4.20, 4.21 et 4.22, 4.23 que pour avoir une bonne qualité d'estimation de spectre, il est nécessaire de connaître l'épaisseur de substrat avec une précision inférieure à $0.03\mu\text{m}$. Cette précision est meilleure que celle obtenue avec notre méthode d'estimation d'un facteur 2.

De plus, pour bien restituer les spectres, l'indice de substrat doit être connu avec

une précision meilleure que 0.5%. Ce seuil est supérieur aux précisions évaluées par les niveaux $ns0$ et $ns1$, extraites de la littérature. D'autre part, nous observons qu'au-delà d'une incertitude sur l'indice de substrat de 1.5%, la qualité des spectres restituées est fortement dégradée. Sachant que le substrat est constitué de $CdZnTe$ et non de $CdTe$, nous n'avons pas, à notre connaissance, de données suffisantes pour évaluer si l'indice réel du substrat (donc du $CdZnTe$) diffère de celui du $CdTe$ d'un écart assez important (comparable au seuil de 1.5%) pour rendre la restitution de spectre très dégradée.

Par ailleurs, nous pouvons déduire de la Figure 4.23 que pour traiter le cas d'un spectre Gaussien proche des nombres d'onde de coupure, il faut connaître l'épaisseur de zone active avec une précision meilleure que $0.8\mu m$. Notre précision d'estimation de eza (évaluée à $0.3\mu m$, correspondant au niveau $eza1$) suffit donc pour avoir des spectres de bonne qualité.

Dans la section suivante, nous présentons et discutons les premiers résultats expérimentaux obtenus, en inversant les données avec le modèle heuristique. Nous abordons ensuite une des pistes d'amélioration des méthodes d'estimation de paramètres par une technique d'optimisation.

4.6 Restitution de spectres expérimentaux et pistes d'amélioration

Nous présentons dans cette partie les premiers résultats de restitution de spectre à partir des mesures interférométriques avec l'instrument Microspoc basés sur l'utilisation du modèle heuristique. En effet, le modèle exhaustif est très instable vis à vis de l'inversion (voir section 4.3.3), et la précision de notre méthode d'estimation de paramètres, en particulier celle de l'épaisseur substrat, est insuffisante pour obtenir des spectres de bonne qualité.

Les paramètres utilisés pour ajuster le modèle heuristique sont ceux estimés au chapitre 3, puisque nous considérons qu'ils sont identiques à ceux du modèle exhaustif.

Après avoir expliqué le principe de la mesure du spectre de transmission d'un filtre avec Microspoc, nous allons présenter les résultats d'inversion des interférogrammes expérimentaux avec le modèle heuristique. Nous analyserons ensuite ces résultats, en faisant le lien avec les conclusions tirées lors de l'analyse de sensibilité. Enfin, nous présentons dans la section 4.6.3 les premiers résultats obtenus par une méthode d'optimisation visant à améliorer la précision d'estimation des paramètres du modèle exhaustif.

4.6.1 Principe de mesure d'un interférogramme avec Microspoc

Afin d'obtenir plusieurs profils de spectres à restituer, nous avons utilisé différents filtres de transmission, que nous avons mis devant un corps noir à $1000^{\circ}C$. Le banc de mesure

est représenté sur la Figure 4.24. La température du corps noir est réglée de façon à avoir du signal sur la totalité de l'intervalle spectral d'étude ($[1850\text{cm}^{-1}, 6500\text{cm}^{-1}]$).

La luminance de ce corps noir et la transmission des filtres utilisés étant préalablement connues, les spectres théoriques que doit mesurer Microspoc sont parfaitement connus, et constituent ainsi les spectres de référence.

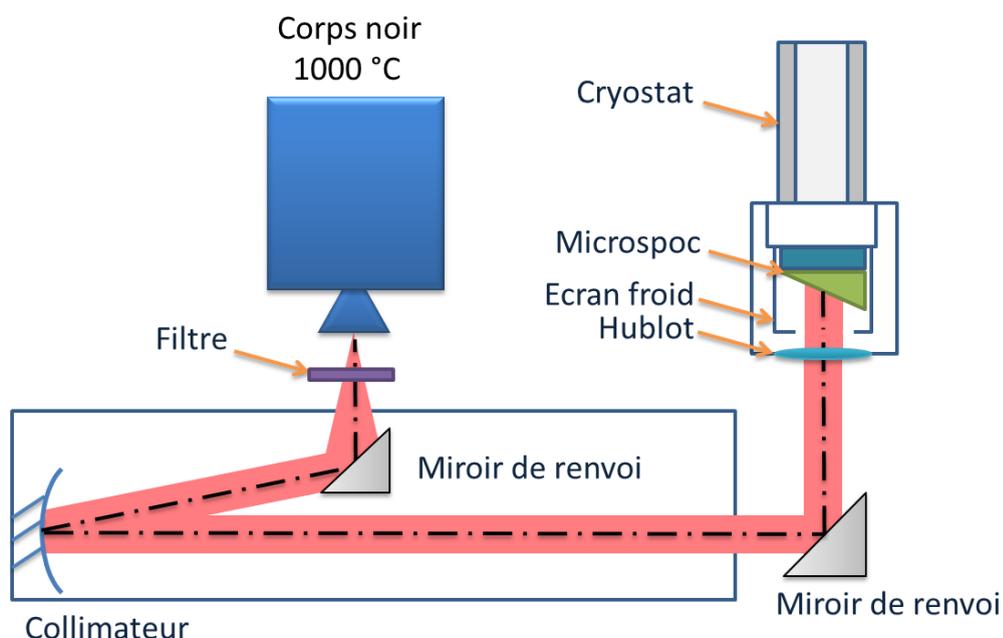


FIGURE 4.24: Banc de mesure de transmission d'un filtre avec l'instrument Microspoc

On mesure une image avec l'instrument Microspoc, correspondant à l'interférogramme du spectre de la scène observée, que l'on corrige d'un offset, et des effets basses fréquences de non-uniformités d'éclairage. Un exemple d'interférogramme mesuré et corrigé du fond instrumental (offset) est représenté sur la Figure 4.25. La zone en blanc à droite de l'interférogramme correspond à une zone de pixels morts, où le processus d'amincissement de substrat a également détruit la couche active.

Après correction des basses fréquences dues au disparités d'éclairage du montage expérimental, l'interférogramme que nous obtenons est représenté sur la Figure 4.26. Comme nous pouvons le voir sur cette figure, nous ne considérerons que la moitié centrale de l'interférogramme d'origine pour l'inversion des données, car nous avons constaté que l'autre moitié de la matrice de détection n'apporte pas d'information supplémentaire sur le spectre restitué. L'objectif est de réduire la quantité de données à traiter.

Dans la section suivante, nous présentons les résultats d'inversion de cet interférogramme avec le modèle heuristique d'une part, et avec la cartographie des réponses spectrales mesurées d'autre part.

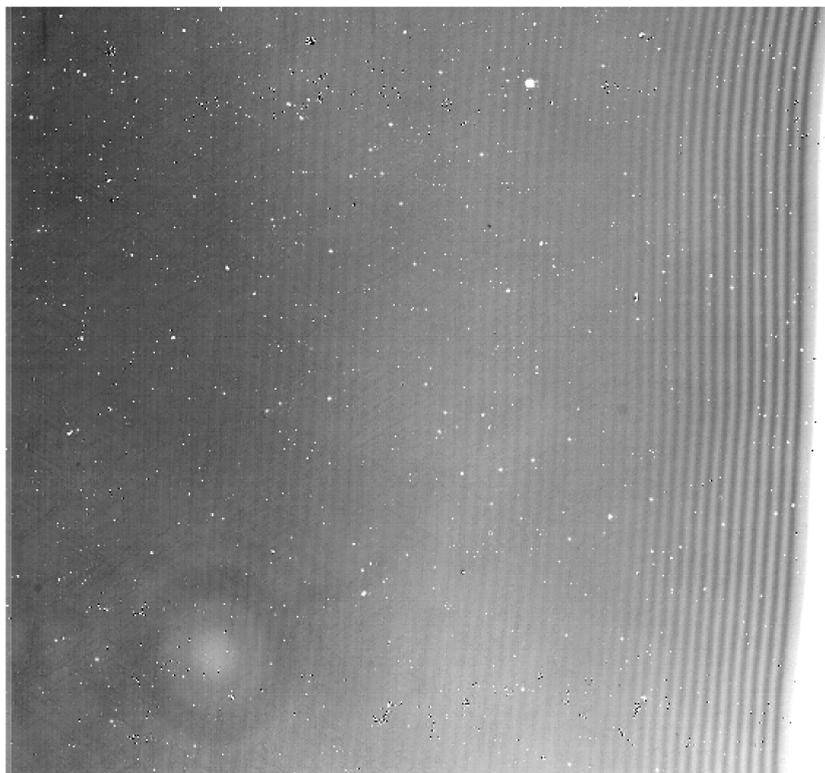


FIGURE 4.25: Interférogramme mesuré par l'instrument Microspoc corrigé du fond instrumental

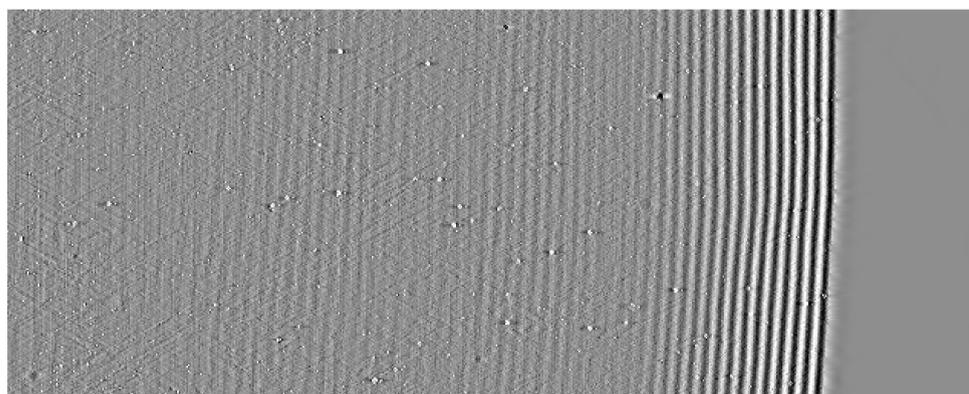


FIGURE 4.26: Interférogramme mesuré par l'instrument Microspoc, corrigé du fond instrumental

4.6.2 Inversion des interférogrammes avec le modèle heuristique

En utilisant la méthode TSVD, nous inversons l'interférogramme de la Figure 4.26, à l'aide du modèle heuristique, qui est ajusté avec les paramètres estimés précédemment. Les spectres obtenus, pour plusieurs profils de filtres en transmission, sont représentés sur la Figure 4.27, où ils sont superposés aux spectres théoriques.

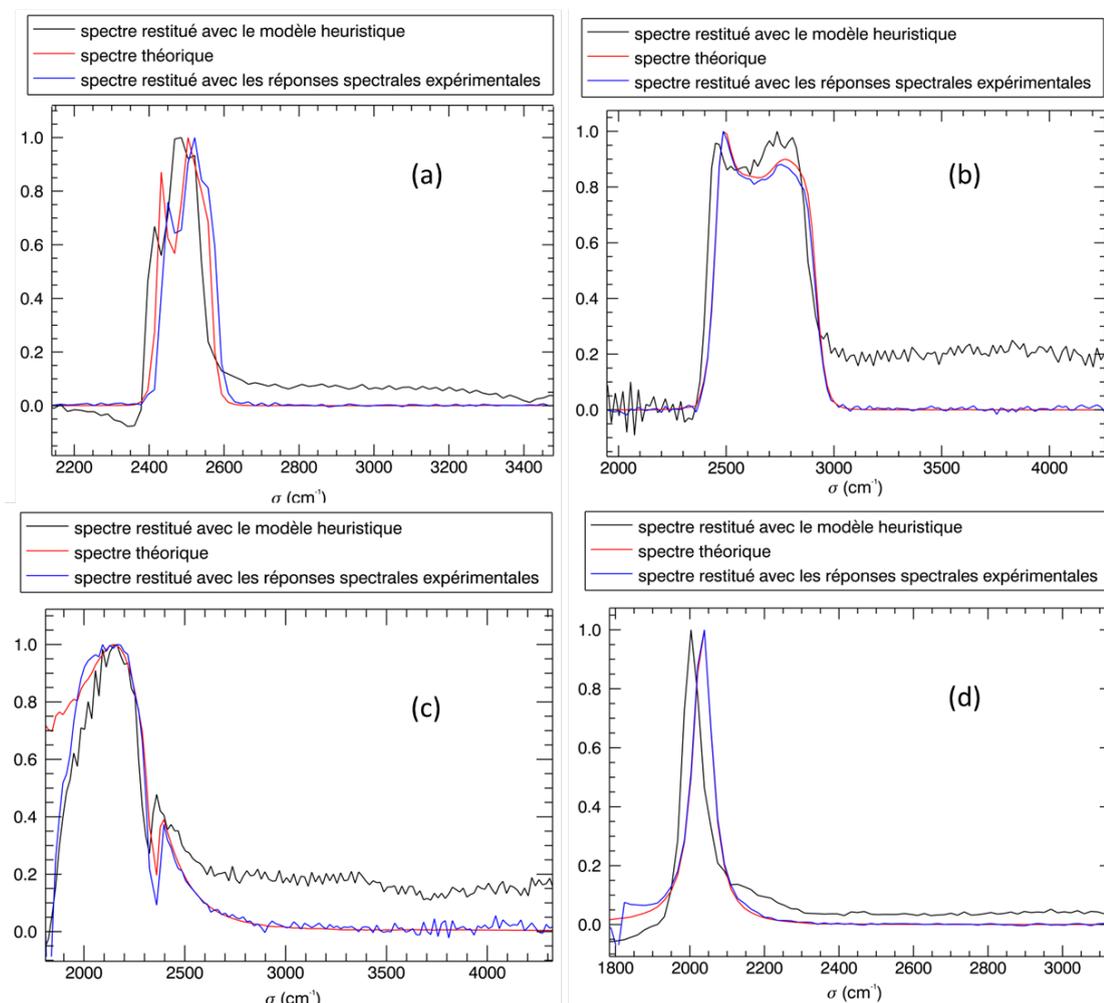


FIGURE 4.27: Spectres restitués par TSVD, à partir des mesures interférométriques de l'instrument Microspoc, avec le modèle heuristique (courbes noires), et les réponses expérimentales (courbes bleues). Les spectres théoriques sont représentés par les courbes rouges

Sur cette figure, les spectres sont normalisés par rapport à leur valeur maximale. Les courbes en rouge correspondent aux spectres théoriques, les courbes bleues représentent les spectres obtenus par inversion des cartographies de réponses spectrales mesurées (voir section 4.1.2), et les courbes noires représentent les spectres restitués avec le modèle heuristique à trois ondes.

Nous remarquons que les profils de spectres restitués avec le modèle heuristique présentent un bon accord avec les spectres théoriques, malgré la présence de deux types d'erreur. Le premier défaut est le signal continu pour les grands nombres d'onde, dans des zones où les spectres théoriques ne contiennent pas de signal. L'origine de cet artefact est encore en cours d'analyse, elle pourrait par exemple être liée à la mauvaise estimation des petites épaisseurs de substrat. Le second problème observé est le décalage en nombre d'onde, particulièrement clair sur les Figures 4.27.(b) et 4.27.(d), probablement dû à

une erreur d'ajustement du modèle heuristique qui a un impact sur l'échelle en nombre d'onde.

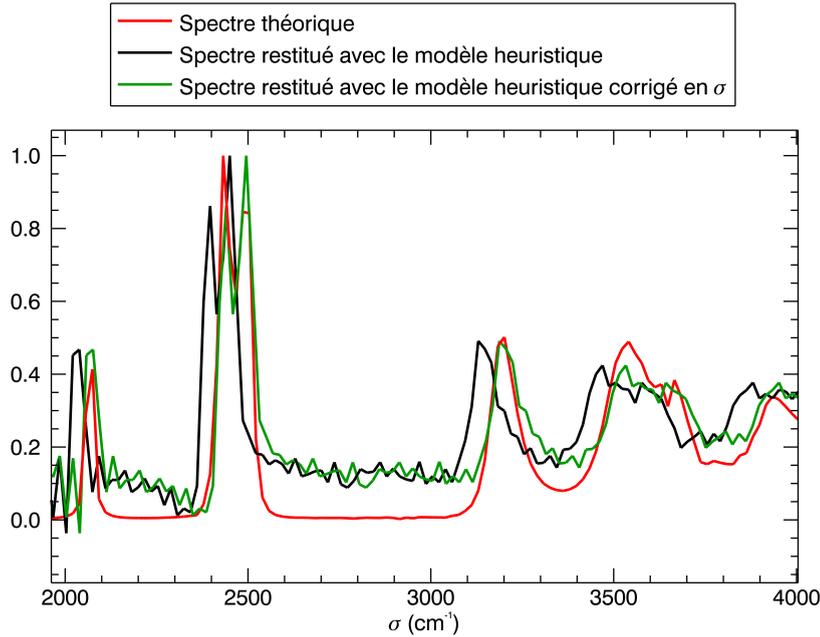


FIGURE 4.28: Spectre restitué par inversion du modèle heuristique des mesures interférométriques de l'instrument Microspoc, superposé au spectre restitué par la même méthode corrigé en nombre d'onde

Pour mettre en évidence ce phénomène, nous avons représenté sur la Figure 4.28 la superposition du spectre obtenu par inversion du modèle heuristique, et du spectre corrigé par un facteur multiplicatif sur l'échelle en nombre d'onde. Nous avons estimé ce facteur multiplicatif à 1.0184 à partir du décalage, entre le spectre résultant de l'inversion du modèle heuristique et le spectre de référence, pour plusieurs profils de spectres (par exemple, sur la Figure 4.27.(d)).

Nous remarquons alors, sur la Figure 4.28, que la correction de l'échelle des nombres d'onde par ce facteur (indépendant du nombre d'onde) suffit à rattraper le décalage entre le spectre restitué et le spectre théorique.

Cela revient à considérer que les nombres d'onde corrigés σ_{corr} s'expriment en fonction des nombres d'onde initiaux σ , suivant l'équation (4.25).

$$\sigma_{corr} = \sigma + [1.84\% \cdot \sigma] \quad (4.25)$$

Ce décalage peut être lié à une erreur d'estimation de la différence de marche de substrat δ_s , qui se traduit en un facteur multiplicatif sur l'échelle de σ dans l'espace des spectres. Cette erreur correspondrait donc à une incertitude sur δ_s de 1.84%, et peut

être engendrée par une erreur d'estimation de l'épaisseur de substrat et/ou une erreur sur l'indice de substrat. La distinction entre les deux sources d'erreur est impossible à faire au vu des informations dont nous disposons.

Cela est en accord avec les résultats d'analyse de sensibilité, puisque la précision d'estimation de l'épaisseur de substrat de notre méthode avait été évaluée comme étant insuffisante pour une bonne qualité de restitution de spectre.

Dans le paragraphe suivant, nous proposons une piste d'amélioration de l'estimation de paramètres, en particulier celle de l'épaisseur de substrat, avec une méthode d'optimisation.

4.6.3 Estimation de paramètres par une méthode d'optimisation

L'analyse de sensibilité ainsi que les résultats d'inversion du modèle heuristique ont mis en évidence que la qualité de restitution de spectres est particulièrement sensible à l'estimation de l'épaisseur de substrat.

Dans ce paragraphe, nous proposons une autre méthode d'estimation des paramètres du modèle exhaustif, basée sur une optimisation numérique.

Nous avons testé une optimisation par moindres carrés, avec la fonction *lsqnonlin* sous Matlab, pour approximer la réponse expérimentale de chaque pixel de Microspoc par le modèle exhaustif, en jouant sur les paramètres suivants : épaisseur de substrat, épaisseur de zone active, composition en Cadmium, épaisseur de gradient, et indice de la couche métallique. Les valeurs nominales de chaque paramètre correspondent aux valeurs précédemment estimées au chapitre 3.

Nous avons utilisé deux cartographies de réponses spectrales mesurées de Microspoc: une dans le proche infrarouge, avec une source NIR (Near Infrared), l'autre MIR. En effet, pour les grands nombres d'onde (à partir de 4000cm^{-1}), les réponses spectrales mesurées avec la source MIR, pour les pixels à faible épaisseur de substrat sont particulièrement bruitées. C'est pourquoi, nous avons préféré utiliser les deux cartographies de réponses spectrales expérimentales. L'optimisation s'est faite sur deux domaines spectraux distincts, listés ci-dessous :

- $[1800\text{cm}^{-1}, 3950\text{cm}^{-1}]$, domaine où nous avons utilisé les mesures de réponses spectrales effectuées avec la source MIR, en ignorant les signatures d'absorption de l'eau et du dioxyde de carbone, sur les gammes spectrales $[2300\text{cm}^{-1}, 2400\text{cm}^{-1}]$ et $[2530\text{cm}^{-1}, 3950\text{cm}^{-1}]$
- $[3950\text{cm}^{-1}, 6000\text{cm}^{-1}]$, intervalle pour lequel nous avons utilisé les mesures de réponses spectrales effectuées avec la source NIR.

Sur la Figure 4.29, nous avons représenté la superposition de la réponse expérimentale d'un pixel de Microspoc, ayant une faible épaisseur de substrat, à celles simulées avec

le modèle exhaustif. Une des réponses simulées correspond à celle obtenue en utilisant l'estimation de paramètres précédemment présentée au chapitre 3, l'autre réponse est le résultat de la méthode d'optimisation.

Par ailleurs, nous précisons que la réponse spectrale expérimentale représentée a été mesurée avec la source NIR, ce qui explique la présence de bruit important pour les petits nombres d'onde. Nous observons que la technique d'optimisation donne une réponse simulée qui est en phase avec la réponse expérimentale, dans le régime à deux ondes d'interférence (grands nombres d'onde), ce qui montre que l'estimation de l'épaisseur de substrat par cette technique est meilleure que celle précédemment présentée au chapitre 3.

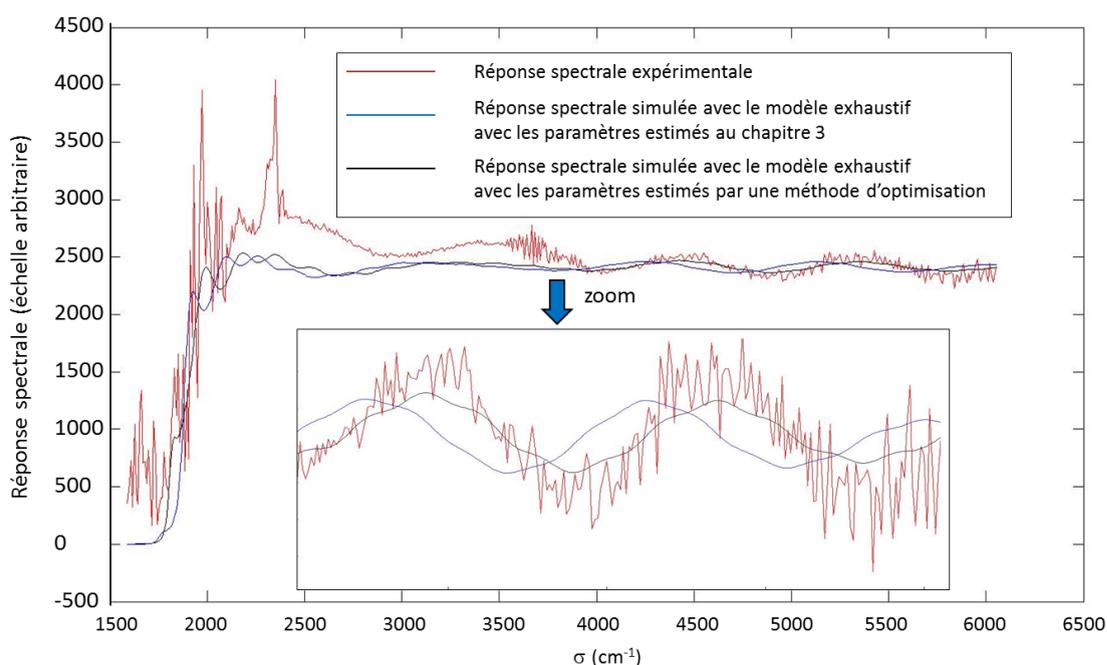


FIGURE 4.29: Superposition des réponses spectrales expérimentale, et simulées avec le modèle exhaustif d'un pixel de Microspoc, à faible épaisseur de substrat

En outre, la Figure 4.30 représente un exemple de réponse simulée avec le modèle exhaustif, et ajustée par optimisation des paramètres, pour le pixel (418, 303) de Microspoc. Celle-ci est superposée à la réponse simulée par ce même modèle, avec des paramètres ajustés manuellement à partir des estimations présentées au chapitre 3. On voit que la méthode d'optimisation donne des résultats très satisfaisants, similaires à l'ajustement manuel.

Le principal élément limitant de cette méthode, si on veut l'appliquer de façon systématique sur l'ensemble des pixels de Microspoc, est le temps de calcul. Nous l'avons estimé à une minute par pixel, ce qui n'est pas envisageable vu le nombre de pixels "utiles" de Microspoc (environ 270000).

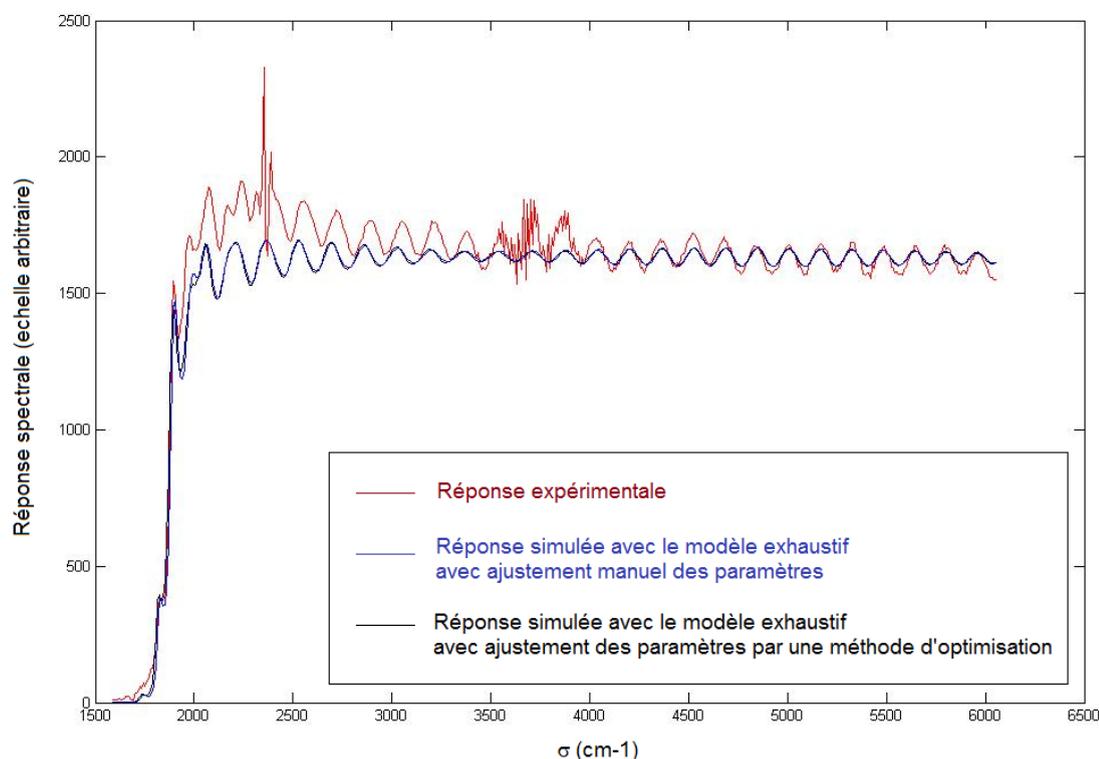


FIGURE 4.30: Superposition des réponses spectrales expérimentale, et simulées avec le modèle exhaustif du pixel (418, 303) de Microspoc

Des efforts doivent donc être concentrés sur la réduction du temps de calcul lié à l'estimation du modèle exhaustif, en passant à un codage en langage C, afin de rendre plus rapide la méthode d'optimisation. On peut également envisager d'effectuer cette optimisation sur les paramètres du modèle heuristique, ce qui pourrait être plus rapide, étant donné qu'il y a moins d'opérations à effectuer pour générer la réponse simulée.

4.7 Conclusion sur la restitution de spectres avec l'instrument Microspoc

Nous avons pu déduire d'une première analyse de sensibilité, basée sur un plan factoriel complet, que la précision d'estimation de la composition en Cadmium que nous obtenons est suffisante pour obtenir une bonne qualité de restitution de spectres. En effet, ce paramètre est apparu négligeable en termes d'influence sur les écarts entre les spectres de référence et les spectres restitués, pour la gamme de variation choisie, qui correspond à la précision de notre méthode d'estimation.

Grâce au calcul des indices de sensibilité, nous avons pu identifier que le paramètre qui influe le plus sur la qualité des spectres restitués est l'épaisseur de substrat, pour l'ensemble des spectres étudiés. L'épaisseur de la zone active et l'indice du substrat sont

des paramètres qui influent de manière secondaire, et leur hiérarchie dépend du spectre observé.

Une analyse plus fine basée sur la construction d'un méta-modèle a permis d'évaluer la précision requise sur les paramètres d'entrée du modèle pour avoir une bonne qualité de restitution de spectre. Un des principaux résultats montre que pour reconstituer correctement l'ensemble des spectres, il est nécessaire d'améliorer la précision de notre méthode d'estimation d'épaisseur de substrat d'au moins un facteur 2 (précision requise inférieure à $0.03\mu m$). Une des pistes d'amélioration possibles peut être le perfectionnement de la méthode d'amincissement afin d'obtenir un substrat parfaitement plan, faisant intervenir des épaisseurs plus faciles à restituer, notamment grâce à la redondance d'information dont on disposerait. L'autre piste concerne la région de gradient d'indice, qui, comme nous l'avons vu au chapitre 3, introduit une incertitude sur la période des oscillations dans le substrat. Une solution possible consisterait à s'affranchir de cette région, en choisissant une autre conception technologique de Microspoc (lame collée à la place du substrat, autre technologie de détecteur sans gradient), ou de mieux maîtriser son effet sur les interférences à deux ondes dans la couche de substrat en simulant plus précisément l'effet du chromatisme qu'elle induit.

De plus, pour restituer des spectres de corps noir, et des spectres loin de la zone de coupure, la précision requise sur l'indice de substrat est légèrement inférieure à celle évaluée dans la littérature [132]. Cependant, l'étude menée dans la référence [132] traite uniquement du cas à température ambiante, alors que l'analyse de sensibilité du modèle exhaustif est effectuée à la température de fonctionnement du détecteur, soit $80K$. Nous avons également soulevé le fait qu'une incertitude de 1.5% sur l'indice de substrat suffit à rendre la restitution de spectre fortement dégradée. Sachant que nous avons utilisé l'indice du $CdTe$ au lieu du $CdZnTe$ qui constitue le substrat de Microspoc (avec très peu de zinc), nous n'avons pas les données nécessaires pour évaluer si cette approximation induit une incertitude sur l'indice du même ordre de grandeur que 1.5%.

Par ailleurs, après avoir discuté les premiers résultats obtenus par inversion du modèle heuristique, nous avons présenté une piste d'amélioration de la méthode d'estimation de paramètres par une technique d'optimisation, que nous avons testée sur certains pixels de Microspoc. Les résultats obtenus sont encourageants, rendant cette piste envisageable aussi bien pour le modèle exhaustif que pour le modèle heuristique, sous condition de réduire les temps de calcul.

Enfin, les critères choisis pour juger de la qualité des spectres ainsi que les modèles de spectres considérés peuvent être réadaptés au type d'application visée par l'instrument Microspoc. Les observations que nous avons tirées de cette étude ainsi que la démarche adoptée constituent un point de départ pour la définition du domaine d'emploi optimal de cet instrument.

Conclusion et perspectives

Il existe de nouveaux besoins de mesure utilisant des matrices de détecteurs IR, aussi bien en imagerie multi- et hyperspectrale qu'en spectrométrie IR. Un des paramètres limitant les performances des détecteurs réside dans les non-uniformités spectrales propres à la structure de détection. Pour pouvoir prédire et maîtriser les disparités de réponses spectrales entre les pixels d'un détecteur matriciel IR, nous avons proposé une démarche de modélisation de la structure de détection, avec des paramètres technologiques que l'on a cherché à extraire à partir de mesures. Durant ce travail de thèse, nous nous sommes intéressés, en particulier, à la structure des détecteurs IR matriciels HgCdTe fonctionnant dans le MWIR. La modélisation proposée repose sur une description purement optique des différentes couches constituant le détecteur, ce qui n'est pas l'approche abordée communément dans la littérature. Cette approche permet de simuler la réponse spectrale d'un pixel IR, dont les paramètres technologiques sont ajustés pour être en accord avec les mesures expérimentales.

Le modèle exhaustif, que nous avons mis au point, présente une bonne capacité de prédiction des réponses spectrales des PFIRs, et a pu être recalé par des mesures expérimentales. Le modèle heuristique, restreint à trois ondes d'interférence, représente un outil supplémentaire qui identifie les ondes et les interfaces mises en jeu dans le phénomène d'interférence. Cela permet de mieux appréhender le comportement spectral du détecteur, et aussi de mieux orienter la technologie.

Dans cette étude, il nous était nécessaire de connaître la dispersion d'indice du matériau HgCdTe à la température de fonctionnement de nos détecteurs ($80K$). Cette donnée n'était pas disponible dans la littérature, et sa mesure nécessite des moyens expérimentaux particuliers dont nous ne disposons pas. Nous l'avons donc calculée pour plusieurs compositions en utilisant les relations de Kramers-Krönig que nous avons combinées avec des résultats expérimentaux trouvés dans la littérature. Des méthodes d'estimation de paramètres du modèle exhaustif ont également été proposées. Celles-ci ont permis la restitution technologique des paramètres physiques du détecteur tels que l'épaisseur de la couche HgCdTe et sa composition pour chaque pixel. Cela représente donc un outil d'évaluation de la technologie du détecteur, dans la mesure où il met en évidence l'origine des variations des longueurs d'onde de coupures, responsables en partie du bruit spatial fixe. L'interprétation physique des disparités de paramètres

technologiques restituées dans la matrice de détection permet, notamment, d'orienter la technologie de détecteur en fonction de l'application visée. En effet, l'étude du cas particulier de Microspoc a pris en compte la globalité du système de détection constituant l'instrument, ce qui représente un outil intéressant pour l'évaluation de ses performances pour les applications futures.

Nous avons ensuite appliqué cette approche de modélisation au cas du spectromètre Microspoc. Grâce à cette analyse, nous avons pu identifier le paramètre critique (épaisseur de substrat) pour notre application, et ceci pour un système déjà complexe, compte tenu du nombre de paramètres à gérer simultanément. Cette étude a montré qu'il est déterminant dans ce cas de maîtriser l'épaisseur de substrat avec une précision inférieure à $0.03\mu\text{m}$, et de maîtriser l'indice du substrat à mieux que 1.5% afin d'espérer utiliser ce modèle pour la restitution des spectres de Microspoc. Ainsi, il serait nécessaire de mesurer la dispersion d'indice du CdZnTe à 80K , car jusqu'ici, notre étude s'est basée uniquement sur la dispersion d'indice du CdTe extraite de la littérature, à défaut de trouver des données sur l'indice du CdZnTe . Par ailleurs, une meilleure connaissance de la zone de gradient d'indice peut également améliorer la précision d'estimation des paramètres du modèle. On pourrait en particulier explorer le chromatisme de cette zone.

Une piste de réflexion plus en amont serait de choisir une autre technologie de détecteur pour Microspoc, telle que l'*épitaxie par jets moléculaires*, qui permettrait de s'affranchir de l'incertitude sur la zone de gradient d'indice (due à la croissance du HgCdTe sur le substrat par épitaxie en phase liquide). Cela simplifierait amplement l'estimation d'épaisseur de substrat, en la rendant accessible par des mesures optiques dans le régime à deux ondes d'interférence.

De plus, des efforts peuvent se concentrer sur l'estimation de paramètres. Nous avons proposé une piste d'amélioration utilisant une méthode d'optimisation pour ajuster les réponses modélisées aux mesures. Les résultats obtenus par cette méthode, que nous avons testée sur quelques pixels de Microspoc, sont très encourageants. Sous réserve de réduire les temps de calcul, l'estimation des paramètres des modèles exhaustif et heuristique peut donc être affinée par optimisation.

D'autres analyses de sensibilité pourront être réalisées afin d'étudier l'influence d'autres paramètres sur la qualité de restitution de spectres, tels que la taille de zone de gradient d'indice, la température du détecteur, les longueurs de corrélation spatiales des pixels, ou l'indice de réfraction de la couche métallique au fond du pixel. Il serait également intéressant d'effectuer une analyse de sensibilité sur le modèle heuristique, cette fois, dans la mesure où ce modèle présente une bonne stabilité lors de son inversion. Les premiers résultats d'inversion de données expérimentales utilisant ce modèle avec les paramètres estimés ont été présentés. Ils confirment en particulier la nécessité d'augmenter la précision d'estimation de la différence de marche du substrat.

Dans notre analyse de sensibilité, nous avons testé des profils de spectres différents, afin de mieux explorer le comportement de Microspoc lors de la restitution de spectres. Une fois la modélisation correctement ajustée aux mesures, notamment à travers une meilleure estimation de paramètres, cet outil de simulation pourra être réutilisé dans le cas de scénarios définis avec des critères adaptés à la mission terrain envisagée, afin d'évaluer la précision atteignable par l'instrument.

En outre, pour avoir une connaissance complète du comportement de l'instrument, il serait intéressant d'étudier la contribution des différentes sources de bruit (bruit de photon, bruit thermique...) sur la qualité de restitution de spectre avec le modèle exhaustif. L'introduction de l'angle d'amincissement serait également plus fidèle à la structure de Microspoc, qui est décrite par des marches d'escalier dans notre modélisation actuelle, surtout pour des applications à plus haute résolution (angles d'amincissement plus grands).

En résumé, nous avons proposé une démarche de modélisation optique de la structure de détection, qui conserve l'interprétation physique des phénomènes observés, tout en cherchant à extraire les paramètres technologiques, de la façon la plus indépendante possible. Le but est de décomposer le comportement global du détecteur, qui peut sembler complexe, en une multitude de briques élémentaires, simples à modéliser. Cette démarche est généralisable à d'autres architectures de détecteurs et d'autres technologies de fabrication, à condition de maîtriser les propriétés optiques des matériaux mis en jeu. Une réflexion est d'ailleurs menée par la communauté de "détectoristes" pour appliquer cette étude au cas des détecteurs HgCdTe dans le LWIR.

Actuellement, une architecture proche de celle de Microspoc est en cours d'étude à travers une thèse à l'ONERA, en collaboration avec l'Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble. Le but de ce concept est de réaliser des spectromètres avec une résolution meilleure que celle de Microspoc, pouvant atteindre 2cm^{-1} pour des applications spatiales [135]. L'astuce consiste à augmenter la différence de marche maximale de la cavité interférométrique, en adoptant une architecture particulière en marches d'escalier amincies en biais. L'objectif des travaux de thèse est de tester et caractériser les premiers prototypes de spectromètres basés sur ce concept. Deux domaines spectraux sont visés: le visible, et le MWIR. Par la suite, des méthodes d'inversion des interférogrammes seront développées pour la restitution de spectres, en se basant notamment sur la restitution de la différence de marche de la cavité associée à chaque pixel. La démarche que nous avons mise au point pourra être appliquée à cette nouvelle architecture, après adaptation aux changements technologiques.

Annexe A

Avantages de la spectrométrie IR à transformée de Fourier

La spectrométrie à transformée de Fourier présente principalement trois avantages, que l'on retrouve communément dans la littérature [46].

A.1 Avantage de Jacquinot

Les spectromètres à transformée de Fourier présentent une plus grande étendue géométrique par rapport à d'autres types de spectromètre, comme les spectromètres à réseau et à prisme [136]. Cet avantage dépend du montage utilisé, et traduit le fait que le signal interférométrique mesuré n'est pas brouillé quand la source considérée a une certaine étendue. Ce qui revient à dire que la différence de chemin optique ne varie pas au premier ordre avec la taille de la source.

A.2 Avantage de Fellgett

Cet avantage traduit le fait qu'un seul détecteur recueille, pendant toute la durée de la mesure, le flux de tous les éléments spectraux transmis par l'interféromètre. L'information de ces éléments spectraux est donc obtenue simultanément [137]. C'est pourquoi cet avantage est également connu sous le nom d'avantage multiplex.

Lorsque le rapport signal sur bruit dans le spectre est déterminé par le bruit du détecteur (comme dans l'infrarouge), et que ce bruit est indépendant du signal reçu par le détecteur, l'avantage multiplex joue, par rapport à une méthode de balayage séquentiel, car le temps consacré à chaque élément spectral est plus grand. Ainsi, pour un même rapport signal/bruit, le temps d'enregistrement est divisé par le nombre d'éléments spectraux. A l'inverse, pour un même temps d'enregistrement, le rapport signal/bruit

est divisé par la racine du nombre d'éléments spectraux. Par conséquent, plus le nombre d'éléments spectraux (résolution fine ou large domaine spectral), plus cet avantage est important.

A.3 Avantage de Connes

Cet avantage est également appelé avantage sur la précision du nombre d'onde. Il est dû au fait que la fonction d'appareil, définie à la section 1.5.2, soit indépendante de la longueur d'onde, à la différence des spectromètres à réseau ou à prisme [138]. La résolution étant par conséquent constante, cela permet d'avoir une échelle en nombres d'onde très régulière.

Annexe B

Relation entre spectre et interférogramme pour un spectromètre à transformée de Fourier

Nous allons montrer par un calcul simple que l'interférogramme I et le spectre A sont liés par une transformée de Fourier. Tout d'abord, rappelons que les grandeurs I et A sont fonction de δ et σ respectivement, et obéissent à l'équation (B.1) établie au chapitre 1.

$$I(\delta) = \int_0^{+\infty} \frac{A(\sigma)}{2} \cos(2\pi\delta\sigma) d\sigma \quad (\text{B.1})$$

Soit \hat{f} la transformée de Fourier complexe de f (supposée sommable au sens de Lebesgue), aussi notée $TF(f)$, et définie par l'équation (B.2) [49].

$$TF(f)(\sigma) = \hat{f}(\sigma) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(\delta) \cdot e^{-2i\pi\delta\sigma} d\delta \quad (\text{B.2})$$

Inversement, on peut montrer qu'on peut obtenir f à partir de \hat{f} en utilisant la transformée de Fourier inverse, définie par l'équation (B.3).

$$f(\delta) = \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{f}(\sigma) \cdot e^{2i\pi\delta\sigma} d\sigma \quad (\text{B.3})$$

L'équation (B.1) peut être réécrite en introduisant la formule d'Euler donnée par l'équation (B.4).

$$\cos(2\pi\delta\sigma) = \frac{e^{-2i\pi\delta\sigma} + e^{2i\pi\delta\sigma}}{2} \quad (\text{B.4})$$

On obtient alors l'équation (B.5).

$$I(\delta) = \frac{1}{4} \left[\int_0^{+\infty} A(\sigma) \cdot e^{2i\pi\delta\sigma} d\sigma + \int_0^{+\infty} A(\sigma) \cdot e^{-2i\pi\delta\sigma} d\sigma \right] \quad (\text{B.5})$$

On définit A_{sym} telle que :

- pour $\sigma \geq 0$ on a $A_{sym}(\sigma) = A(\sigma)$
- pour $\sigma < 0$ on a $A_{sym}(\sigma) = A(-\sigma)$

A_{sym} correspond à l'extension de A pour les nombres d'onde négatifs qui n'ont pas de sens physique.

Ainsi, on peut exprimer I par l'équation (B.6) obtenue à partir de l'expression B.5.

$$I(\delta) = \frac{1}{4} \left[\int_0^{+\infty} A_{sym}(\sigma) \cdot e^{2i\pi\delta\sigma} d\sigma + \int_{-\infty}^0 A_{sym}(-\sigma) \cdot e^{2i\pi\delta\sigma} d\sigma \right] \quad (\text{B.6})$$

On obtient, après simplification, l'équation (B.7).

$$I(\delta) = \frac{1}{4} \int_{-\infty}^{+\infty} A_{sym}(\sigma) \cdot e^{2i\pi\delta\sigma} d\sigma \quad (\text{B.7})$$

Par définition, A_{sym} est paire, on peut donc montrer que I est paire, si l'on considère les δ "négatifs" [49]. Par extension, on peut aussi définir I_{sym} tel que :

- pour $\delta \geq 0$ on a $I_{sym}(\delta) = I(\delta)$
- pour $\delta < 0$ on a $I_{sym}(\delta) = I(-\delta)$

I_{sym} correspond à l'interférogramme symétrisé par rapport à la différence de marche nulle.

Finalement, on peut écrire que :

$$\forall \delta \in \mathbb{R} \quad I_{sym}(\delta) = \frac{1}{4} \int_{-\infty}^{+\infty} A_{sym}(\sigma) \cdot e^{2i\pi\delta\sigma} d\sigma \quad (\text{B.8})$$

Cette formule est équivalente à dire que l'interférogramme symétrisé I_{sym} correspond à la transformée de Fourier inverse du spectre symétrisé A_{sym} , comme explicité par l'équation (B.9).

$$I_{sym}(\delta) = TF^{-1}[A_{sym}(\sigma)] \quad (\text{B.9})$$

Annexe C

Publications et participations à des congrès

C.1 Articles à comité de lecture

- **S. Mouzali**, S. Lefebvre, S. Rommeluère, Y. Ferrec, J. Primot, Prediction of HgCdTe spectral inhomogeneities based on optical and material properties, *Infrared Physics & Technology*, 71:356-362, 2015.
- **S. Mouzali**, S. Lefebvre, S. Rommeluère, Y. Ferrec, J. Primot, Optical-based spectral modeling of infrared focal plane arrays, *Infrared Physics & Technology*, 2015 (soumise).

C.2 Actes de congrès internationaux

- **S. Mouzali**, S. Lefebvre, S. Rommeluère, Y. Ferrec, J. Primot, Modeling of an infrared stationary micro-spectrometer integrated on a focal plane array, *Optro2014 International Symposium on Optronics in Defence and Security*, Paris, 2014.
- **S. Mouzali**, S. Lefebvre, S. Rommeluère, Y. Ferrec, J. Primot, Hyperspectral modeling of an infrared focal plane array, *SPIE Optics and Photonics*, San Diego, États-Unis, 2014.
- **S. Mouzali**, S. Lefebvre, S. Rommeluère, Y. Ferrec, J. Primot, Modeling of HgCdTe focal plane array spectral inhomogeneities, *SPIE Microtechnologies*, Barcelone, Espagne, 2015.
- **S. Mouzali**, S. Lefebvre, S. Rommeluère, Y. Ferrec, J. Primot, Estimation of thickness and Cadmium composition distributions in HgCdTe Focal Plane Arrays, *II-VI Workshop*, Chicago, États-Unis, 2015.

C.3 Communication sans publication d'acte

- **S. Mouzali**, S. Lefebvre, S. Rommeluère, Y. Ferrec, J. Primot, Modélisation de la réponse hyperspectrale des matrices de détecteurs infrarouge, *Journées Imagerie Optique Non-Conventionnelle*, Paris, 2014.

Table des figures

1.1	Spectre électromagnétique	19
1.2	Transmission atmosphérique dans le domaine spectral infrarouge, avec les molécules absorbantes correspondant à chaque bande spectrale	19
1.3	Energie de gap en fonction du paramètre de maille pour différents semi-conducteurs [27]	22
1.4	Principe de détection dans un semiconducteur	23
1.5	Schéma d'une jonction PN polarisée en inverse	25
1.6	Schéma d'un plan focal infrarouge basé sur une photodiode HgCdTe à jonction PN	27
1.7	Classification périodique des éléments	28
1.8	(a) Structure cubique faces centrées de Te,(b) Structure cubique faces centrées de Hg ou Cd, (c) et (d) Structure blende de zinc de HgCdTe	28
1.9	Pixel IR basé sur la technologie planaire n+/p HgCdTe	29
1.10	Energie de gap du HgCdTe en fonction de la température et de la composition en Cd	30
1.11	Dépendance de la longueur d'onde de coupure λ_c du HgCdTe en fonction la composition x en Cd pour deux températures différentes (77K et 300K)	31
1.12	Schéma de principe d'un spectromètre à transformée de Fourier dynamique	34
1.13	Exemple d'interférogramme simulé d'un spectre de corps noir à 150°C, entre 1 μm et 6.7 μm , à une résolution de 5 cm^{-1}	36
1.14	Schéma d'un spectromètre stationnaire à transformée de Fourier. L'inclinaison du miroir M_2 est exagérée pour des besoins de compréhension	38
1.15	Schéma de principe de la mesure d'un spectre par un spectromètre à transformée de Fourier	40

1.16	Photo de l'instrument MISTERE [15]. (1): flux incident, (2): pupille d'entrée, (3): diaphragme, (4): bloc interférométrique, (5): sortie vers le PFIR	43
1.17	Schéma optique de l'instrument MISTERE	44
1.18	Cartographie de la réponse monochromatique de l'instrument MISTERE, à $\sigma = 1050,7\text{cm}^{-1}$	44
1.19	Schéma de la structure de Microspoc	45
1.20	Schéma de principe du spectro-imageur SIELETTERS dans le MWIR et le LWIR, extrait de [83]	48
1.21	Schéma de l'instrument Vitrail	48
2.1	Différence entre les formules d'énergie de gap du $Hg_{1-x}Cd_xTe$ de Hansen-Schmit-Casselmann [33] et Seiler et al. [104], exprimée en nombre d'onde $\Delta\sigma_g$ correspondant à la différence d'énergie de gap ΔE_g	55
2.2	Coefficient d'absorption optique α de $Hg_{1-x}Cd_xTe$ simulé à $80K$ pour une composition $x = 0.292$	56
2.3	Coefficient d'absorption de $Hg_{1-x}Cd_xTe$ simulé à $80K$ pour différentes compositions x	57
2.4	Superposition des parties imaginaires de l'indice de réfraction $\kappa(\sigma)$ du HgCdTe: une calculée et une mesurée à $300K$ pour $x = 0.310$, tirées des travaux de Moazzami et al. [97]	58
2.5	Modèle empirique du coefficient d'absorption de $Hg_{1-x}Cd_xTe$ à $300K$ pour différentes compositions de Cadmium x [101], superposé au modèle de Finkman et Schacham. Extrait de [99]	59
2.6	Dispersion de l'indice de réfraction du $Hg_{1-x}Cd_xTe$, calculée avec la formule empirique (2.13) [102] à $80K$ pour différentes compositions en Cadmium x , superposée aux mesures expérimentales de Kucera et al. [100]	63
2.7	Dispersion de l'indice de réfraction du $Hg_{1-x}Cd_xTe$ calculée avec la formule empirique (2.13) [102] à $300K$ pour différentes compositions en Cadmium x , superposée aux mesures expérimentales de Kucera et al. [100]	64
2.8	Dispersion de l'indice de réfraction du $Hg_{1-x}Cd_xTe$ calculées par la méthode SSKK à $300K$ pour différentes compositions en Cadmium, superposée au modèle de Daraselia [101]: (a) $x = 0.224, \sigma_1 = 1146.3\text{cm}^{-1}$; (b) $x = 0.29, \sigma_1 = 2081.6\text{cm}^{-1}$; (c) $x = 0.383, \sigma_1 = 2916.4\text{cm}^{-1}$	65

2.9	Dispersion de l'indice de réfraction du $Hg_{1-x}Cd_xTe$ calculées par la méthode DSKK à $300K$ pour différentes compositions en Cadmium, superposée au modèle de Daraselia [101]: (a) $x = 0.224, \sigma_1 = 1146.3cm^{-1}, \sigma_2 = 5657cm^{-1}$; (b) $x = 0.29, \sigma_1 = 2081.6cm^{-1}, \sigma_2 = 5625.2cm^{-1}$; (c) $x = 0.383, \sigma_1 = 2916.4cm^{-1}, \sigma_2 = 5670cm^{-1}$	66
2.10	Dispersion de l'indice de réfraction du $Hg_{1-x}Cd_xTe$ calculées par la méthode SSKK à $80K$ pour différentes compositions en Cadmium, superposée aux mesures expérimentales [100]: (a) $x = 0.292, \sigma_1 = 1677.5cm^{-1}$; (b) $x = 0.397, \sigma_1 = 2761cm^{-1}$	67
2.11	Dispersion de l'indice de réfraction du $Hg_{1-x}Cd_xTe$ calculées par la méthode SSKK à $80K$ pour différentes compositions en Cadmium, superposée aux mesures expérimentales [100]: (c) $x = 0.459, \sigma_1 = 3068.9cm^{-1}$; (d) $x = 0.522, \sigma_1 = 2900.7cm^{-1}$	68
2.12	Approximation affine de $ln[\sigma \cdot \kappa(\sigma)]$ en fonction de $ln[\sigma]$ pour différentes compositions de Cadmium à la température $T = 80K$	71
2.13	Évolution spectrale de l'erreur de troncature relative maximale $E_{relative}$ de la méthode SSKK pour différentes compositions de Cadmium à la température $T = 80K$	72
2.14	Évolution de la longueur d'onde de coupure en fonction de l'épaisseur de la couche HgCdTe et de la composition en Cadmium dans le MWIR, à $80K$	74
2.15	Modélisation des réponses spectrales pour différentes valeurs de l'indice de réfraction du HgCdTe dans la région du MWIR, à $80K$	76
3.1	Réponses spectrales de deux pixels différents d'un même PFIR standard basé sur la technologie HgCdTe	78
3.2	(a) Schéma d'un pixel IR HgCdTe photovoltaïque. (b) Schéma du modèle optique correspondant	79
3.3	Structure optique multi-couches et flux optiques intervenant dans le modèle exhaustif	81
3.4	Exemple de réponse spectrale normalisée simulée avec le modèle exhaustif	84
3.5	Structure optique d'un pixel appartenant à un PFIR HgCdTe typique . .	85
3.6	Dispersion de l'indice du CdTe à $80K$ d'après la formule de la référence [119]	86

3.7	Réponses spectrales normalisées, simulées avec le modèle exhaustif pour une épaisseur de substrat de $12\mu m$, en l'absence de couche anti-reflet. La courbe en pointillés tient compte de la dispersion d'indice du substrat CdTe. La courbe en trait plein prend en compte un indice de substrat constant en fonction du nombre d'onde	87
3.8	Réponses spectrales normalisées simulées avec le modèle exhaustif pour différentes épaisseurs de substrat, en l'absence de couche anti-reflet. . . .	88
3.9	Réponses spectrales normalisées simulées avec le modèle exhaustif avec ou sans prise en compte de la région de gradient d'indice	89
3.10	(a) Réponses spectrales normalisées simulées avec le modèle exhaustif pour différents nombres de couches de gradient d'indice, pour une épaisseur de substrat de $1\mu m$. (b) est le zoom de (a)	90
3.11	(a) Réponses spectrales normalisées simulées avec le modèle exhaustif pour différents nombres de couches de gradient d'indice, pour une épaisseur de substrat de $12.7\mu m$. (b) est le zoom de (a)	91
3.12	(a) Réponses spectrales normalisées simulées avec le modèle exhaustif pour différentes épaisseurs de zone de gradient d'indice, avec une épaisseur de substrat de $30\mu m$. (b) est le zoom de (a)	92
3.13	(a) Profils de transition d'indice de réfraction différents en fonction de l'épaisseur de la zone de gradient d'indice, (b) Réponses spectrales simulées avec le modèle exhaustif correspondant aux profils de gradient de la Figure (a)	94
3.14	Schéma de la structure de Microspoc	95
3.15	(a) Superposition des réponses spectrales mesurée et simulée avec le modèle exhaustif. (b) est le zoom de (a) autour du nombre d'onde de coupure . .	97
3.16	(a) Réponses spectrales expérimentales normalisées par la valeur moyenne sur l'intervalle $[4000cm^{-1}, 5000cm^{-1}]$. (b) Réponses modélisées normalisées correspondant à (a), simulées avec le modèle exhaustif. (c) et (d) sont les zooms de (a) et (b) autour des nombres d'onde de coupure. La courbe en pointillés sur les graphiques (b) et (d) correspond au modèle exhaustif avec des valeurs moyennes des paramètres de la zone active.	99
3.17	(a) Superposition de la réponse spectrale normalisée mesurée et de la réponse simulée par le modèle exhaustif dans le cas d'un pixel IR HgCdTe standard. (b) est le zoom de (a) autour du nombre d'onde de coupure . .	101
3.18	Variation des amplitudes des principales ondes réfléchies par un pixel infrarouge en fonction du nombre d'onde. Les ondes correspondantes sont illustrées sur la Figure 3.19	105

3.19	Schéma des ondes réfléchies prépondérantes dans le phénomène d'interférences	105
3.20	Schéma des trois ondes majoritaires dans le phénomène d'interférence décrivant le modèle heuristique	106
3.21	Superposition des réponses spectrales modélisées avec le modèle exhaustif et le modèle heuristique	109
3.22	Superposition des réponses spectrales simulées avec les différents modèles optiques présentés	111
3.23	Superposition de la réponse spectrale du pixel (418,303) de Microspoc et des réponses simulées avec le modèle exhaustif, pour différentes valeurs d'indice de réfraction de la couche métallique. La courbe rouge correspond à un indice effectif constant de $7-i$, et la courbe bleue correspond à l'indice de l'or à $\sigma = 1900cm^{-1}$, extrait de la référence [127]	112
3.24	Transmissions spectrales simulées avec le modèle exhaustif, pour différentes valeurs d'indice de réfraction de la couche métallique. La courbe rouge correspond à un indice effectif de $7 - i$, et la courbe bleue correspond à l'indice de l'Or à $\sigma = 1900cm^{-1}$, extrait de la référence [127].	113
3.25	Module de la transformée de Fourier de la réponse spectrale du pixel (100,100) de Microspoc, tronquée au régime à deux ondes d'interférence. L'échelle des abscisses est en différence de marche	114
3.26	Zoom sur un pic (autour de la différence de marche de substrat) du module de la transformée de Fourier de la réponse spectrale du pixel (100,100) de Microspoc tronquée au régime à deux ondes d'interférence.	115
3.27	Cartographie des épaisseurs de substrat de l'instrument Microspoc	116
3.28	Réponse spectrale expérimentale symétrisée du pixel (350,200) de l'instrument Microspoc	117
3.29	Réponse spectrale expérimentale filtrée du pixel (350,200) de l'instrument Microspoc	117
3.30	Cartographie des nombres d'onde de coupure de l'instrument Microspoc	118
3.31	Module de la transformée de Fourier de la réponse spectrale d'un pixel de Microspoc, tronquée au régime à trois ondes d'interférence. L'échelle des abscisses est en différence de marche	119
3.32	Cartographie des épaisseurs de zone active de l'instrument Microspoc	120
3.33	Évolution de la longueur d'onde de coupure en fonction de l'épaisseur de la couche HgCdTe et de la composition en Cadmium dans le MWIR, à 80K	121

3.34	Cartographie de composition en Cadmium de l'instrument Microspoc . . .	122
4.1	Schéma du spectromètre infrarouge à transformée de Fourier servant à la mesure des réponses spectrales d'un détecteur IR	126
4.2	Schéma de la matrice M_{exh} des réponses spectrales simulées avec le modèle exhaustif	131
4.3	(a) Spectre de corps noir à la température $328K$. (b) interférogramme simulé par la matrice du modèle exhaustif M_{exh} correspondant au spectre (a). (c) interférogramme unidimensionnel, issu d'une coupe horizontale de l'interférogramme (b)	133
4.4	Schéma des opérations effectuées pour étudier l'inversibilité du modèle exhaustif	134
4.5	Spectre d'un corps noir à $150^{\circ}C$ restitué avec le modèle exhaustif selon la méthode schématisée sur la Figure 4.4	135
4.6	Spectre d'un corps noir à $150^{\circ}C$ restitué avec le modèle heuristique à 3 ondes selon la méthode schématisée sur la Figure 4.4	136
4.7	Spectre d'un corps noir à $150^{\circ}C$ restitué avec le modèle heuristique à 4 ondes selon la méthode schématisée sur la Figure 4.4	137
4.8	Spectre d'un corps noir à $150^{\circ}C$ restitué avec le modèle heuristique à 4 ondes modifié selon la méthode schématisée sur la Figure 4.4	138
4.9	Superposition des réponses spectrales modélisées avec le modèle exhaustif et le modèle heuristique	139
4.10	Spectre d'un corps noir à $150^{\circ}C$ restitué avec le modèle exhaustif filtré à 1950 cm^{-1} , selon la méthode schématisée sur la Figure 4.4	140
4.11	Autocorrélation de la cartographie d'épaisseur de zone active estimée, représentée sur la Figure 3.32	142
4.12	Schéma des opérations effectuées pour l'analyse de sensibilité du modèle exhaustif	144
4.13	Ecarts de dispersion d'indice du CdTe à $295K$ entre les données expérimentales de la référence [132] et les valeurs calculées à partir de relations empiriques publiées dans les références citées en légende: (a) Correspond aux références les plus anciennes. (b) Correspond aux références les plus récentes. Extrait de la référence [132]	149

4.14 Spectres de référence choisis pour l'analyse de sensibilité du modèle exhaustif. (a) Spectre d'un corps noir à $150^{\circ}C$. (b) Spectre en forme de porte. (c) Spectre Gaussien proche des nombres d'onde de coupure. (d) Spectre Gaussien centré sur l'intervalle spectral d'étude. 150

4.15 Spectres obtenus lors de l'analyse de sensibilité pour les niveaux 0 pour l'ensemble des paramètres, mis à part l'indice de substrat qui varie selon les niveaux notés : $ns0$, $ns1$ et $ns2$. (a) Spectre d'un corps noir à $150^{\circ}C$. (b) Spectre d'une porte. (c) Spectre Gaussien proche des nombres d'onde de coupure. (d) Spectre Gaussien centré sur l'intervalle spectral d'étude. . 152

4.16 Spectres obtenus lors de l'analyse de sensibilité pour une variation d'épaisseur substrat de niveau $es0$, une variation d'indice de substrat selon les niveaux $ns0$, $ns1$ et une variation d'épaisseur de zone active suivant les niveaux $eza0$ et $eza1$ pour les courbes rouges et bleues, et le niveau $eza2$, pour les courbes vertes et noires. (a) Spectre d'un corps noir à $150^{\circ}C$. (b) Spectre d'une porte. (c) Spectre Gaussien proche des nombres d'onde de coupure. (d) Spectre Gaussien centré sur l'intervalle spectral d'étude. . . 153

4.17 Spectres obtenus lors de l'analyse de sensibilité pour une variation d'épaisseur substrat de niveau $es1$, une variation d'indice de substrat selon les niveaux $ns0$, $ns1$, et une variation d'épaisseur de zone active suivant les niveaux $eza0$ et $eza1$ pour les courbes rouges et bleues, et le niveau $eza2$, pour les courbes vertes et noires. (a) Spectre d'un corps noir à $150^{\circ}C$. (b) Spectre d'une porte. (c) Spectre Gaussien proche des nombres d'onde de coupure. (d) Spectre Gaussien centré sur l'intervalle spectral d'étude. . 154

4.18 Spectres obtenus lors de l'analyse de sensibilité pour une variation d'épaisseur de substrat de niveau $es2$, une variation d'indice de substrat selon les niveaux $ns0$, $ns1$ et $ns2$, et une variation d'épaisseur de zone active eza suivant tous les niveaux. (a) Spectre d'un corps noir à $150^{\circ}C$. (b) Spectre d'une porte. (c) Spectre Gaussien proche des nombres d'onde de coupure. (d) Spectre Gaussien centré sur l'intervalle spectral d'étude. 155

4.19 Indices principaux de sensibilité pour le modèle exhaustif, exprimés en % pour les paramètres : es (épaisseur de substrat), eza (épaisseur de zone active), ns (indice de substrat), x (composition en Cadmium) 157

4.20 Écarts en norme $L1$ entre le spectre de référence et le spectre simulé, dans le cas du spectre d'un corps noir à $150^{\circ}C$ (contenant du beaucoup de signal autour des nombres d'onde de coupure) en fonction des écarts en épaisseur de substrat es et de l'indice de substrat ns 159

4.21 Écarts en norme $L1$ entre le spectre de référence et le spectre simulé, dans le cas d'un spectre porte en fonction des écarts en épaisseur de substrat es et de l'indice de substrat ns 160

4.22	Écart en norme $L1$ entre le spectre de référence et le spectre simulé, dans le cas d'un spectre Gaussien centré sur l'intervalle d'étude en fonction des écarts en épaisseur de substrat es et de l'indice de substrat ns	161
4.23	Écart en norme $L1$ entre le spectre de référence et le spectre simulé, dans le cas d'un spectre Gaussien proche des nombres d'onde de coupure en fonction des écarts en épaisseur de substrat es et de l'épaisseur de zone active eza	162
4.24	Banc de mesure de transmission d'un filtre avec l'instrument Microspoc	164
4.25	Interférogramme mesuré par l'instrument Microspoc corrigé du fond instrumental	165
4.26	Interférogramme mesuré par l'instrument Microspoc, corrigé du fond instrumental	165
4.27	Spectres restitués par TSVD, à partir des mesures interférométriques de l'instrument Microspoc, avec le modèle heuristique (courbes noires), et les réponses expérimentales (courbes bleues). Les spectres théoriques sont représentés par les courbes rouges	166
4.28	Spectre restitué par inversion du modèle heuristique des mesures interférométriques de l'instrument Microspoc, superposé au spectre restitué par la même méthode corrigé en nombre d'onde	167
4.29	Superposition des réponses spectrales expérimentale, et simulées avec le modèle exhaustif d'un pixel de Microspoc, à faible épaisseur de substrat	169
4.30	Superposition des réponses spectrales expérimentale, et simulées avec le modèle exhaustif du pixel (418, 303) de Microspoc	170

Bibliographie

- [1] A ROGALSKI : *Infrared detectors*. CRC Press, 2010.
- [2] A ROGALSKI : History of infrared detectors. *Opto-Electronics Review*, 20(3):279–308, 2012.
- [3] P DIXON, CD HESS, C LI, M ETTENBERG et J TREZZA : Dual-band technology on Indium Gallium Arsenide focal plane arrays. *In SPIE Defense, Security, and Sensing*, pages 80121V–80121V. International Society for Optics and Photonics, 2011.
- [4] Y REIBEL, F CHABUEL, C VAZ, D BILLON-LANFREY, J BAYLET, O GRAVRAND, P BALLEET et G DESTEFANIS : Infrared dual-band detectors for next generation. *In SPIE Defense, Security, and Sensing*, pages 801238–801238. International Society for Optics and Photonics, 2011.
- [5] T SKAULI, HE TORKILDSEN, I KÅSEN, S NICOLAS, TV HAAVARDSHOLM et TO OPSAHL : Multispectral and conventional imaging combined in a compact camera by using patterned filters in the focal plane. *In Imaging Systems and Applications*, pages ITh3D–3. Optical Society of America, 2013.
- [6] Y FERREC : Spectro-imageur. *Techniques de l'ingénieur. Mesures et contrôle*, (e4111), 2007.
- [7] V FARLEY, A VALLIÈRES, A VILLEMAIRE, M CHAMBERLAND, P LAGUEUX et J GIROUX : Chemical agent detection and identification with a hyperspectral imaging infrared sensor. *In Optics/Photonics in Security and Defence*, pages 673918–673918. International Society for Optics and Photonics, 2007.
- [8] N GUERINEAU, S SUFFIS, P CYMBALISTA et J PRIMOT : Conception of a stationary Fourier transform infrared spectroradiometer for field measurements of radiance and emissivity. *In SPIE Optical Systems Design*, pages 441–448. International Society for Optics and Photonics, 2004.
- [9] H LUTZ, R BREITER, S RUTZINGER, T SCHALLENBERG, J WENDLER et J ZIEGLER : High-performance IR detector modules for Army applications. *In SPIE Defense, Security, and Sensing*, pages 87040A–87040A. International Society for Optics and Photonics, 2013.

- [10] T MARTIN, R BRUBAKER, P DIXON, M-A GAGLIARDI et T SUDOL : 640x512 InGaAs focal plane array camera for visible and SWIR imaging. *In SPIE Defense and Security*, page 13, 2005.
- [11] MZ TIDROW : New infrared sensors for ballistic missile defense. *In Integrated Optoelectronic Devices 2005*, pages 217–224. International Society for Optics and Photonics, 2005.
- [12] P NORTON : Third-generation sensors for night vision. *Opto-Electronics Review*, 14(1):1–10, 2006.
- [13] S ROMMELUÈRE, N GUÉRINEAU, R HAIDAR, J DESCHAMPS, E DE BORNOL, A MILLION, J-P CHAMONAL et G DESTEFANIS : Infrared focal plane array with a built-in stationary Fourier-transform spectrometer: basic concepts. *Optics Letters*, 33(10):1062–1064, 2008.
- [14] Y FERREC, S ROMMELUÈRE, D HENRY et GUÉRINEAU : First results from Mistere, a cryogenic static Fourier-transform spectroradiometer. *In Fourier Transform Spectroscopy*, page FMB6. Optical Society of America, 2009.
- [15] Y FERREC, S ROMMELUÈRE, A BOISCHOT, D HENRY, S LANGLOIS, C LAVIGNE, S LEFEBVRE, N GUÉRINEAU et A ROBLIN : High acquisition rate infrared spectrometers for plume measurement. *In OPTRO 2014*.
- [16] N GUERINEAU, R HAIDAR, S BERNHARDT, I RIBET-MOHAMED et M CAES : Caractérisations électro-optiques des détecteurs plans focaux IR. *Techniques de l'ingénieur. Mesures et contrôle*, (R6460), 2007.
- [17] S ROMMELUÈRE, R HAÏDAR, N GUÉRINEAU, J DESCHAMPS, E DE BORNOL, A MILLION, JP CHAMONAL et G DESTEFANIS : Single-scan extraction of two-dimensional parameters of infrared focal plane arrays utilizing a Fourier-transform spectrometer. *Applied Optics*, 46(9):1379–1384, 2007.
- [18] E GIARD, I RIBET-MOHAMED, J JAECK, T VIALE, R HAÏDAR, R TAALAT, M DELMAS, J-B RODRIGUEZ, E STEVELER, N BARDOU *et al.* : Quantum efficiency investigations of type-II InAs/GaSb midwave infrared superlattice photodetectors. *Journal of Applied Physics*, 116(4):043101, 2014.
- [19] G GAUSSORGUES, F MICHERON et J POCHOLLE : Détecteurs infrarouges. *Techniques de l'Ingenieur*, pages 1–42, 1996.
- [20] JL TISSOT, P ROBERT, A DURAND, S TINNES, E BERCIER et A CRASTES : Status of uncooled Infrared Detector technology at ULIS, France. *Defence Science Journal*, 63(6):545–549, 2013.
- [21] PL RICHARDS : Bolometers for infrared and millimeter waves. *Journal of Applied Physics*, 76(1):1–24, 1994.

- [22] J-J YON, E MOTTIN, L BIANCARDINI, L LETELLIER et JL TISSOT : Infrared microbolometer sensors and their application in automotive safety. *In Advanced Microsystems for Automotive Applications 2003*, pages 137–157. Springer, 2003.
- [23] C VIEIDER, S WISSMAR, P ERICSSON, U HALLDIN, F NIKLAUS, G STEMME, J-E KÄLLHAMMER, H PETTERSSON, D ERIKSSON, H JAKOBSEN *et al.* : Low-cost far infrared bolometer camera for automotive use. *In Defense and Security Symposium*, pages 65421L–65421L. International Society for Optics and Photonics, 2007.
- [24] P ROBERT, F TROLEZ, E BERCIER, H CLERAMBAULT, A TOUVIGNON et JL TISSOT : 2.1-Low power consumption infrared thermal sensor array for smart detection and thermal imaging applications. *Proceedings IRS² 2013*, pages 24–27, 2013.
- [25] C TROUILLEAU, B FIEQUE, JL TISSOT, P ROBERT, A CRASTES, C MINASSIAN, O LEGRAS, B DUPONT, A TOUVIGNON, S TINNES *et al.* : Uncooled amorphous silicon 160 x 120 IRFPA with 25- μm pixel-pitch for large volume applications. *In Defense and Security Symposium*, pages 65421V–65421V. International Society for Optics and Photonics, 2007.
- [26] F NIKLAUS, C VIEIDER et H JAKOBSEN : MEMS-based uncooled infrared bolometer arrays: a review. *In Photonics Asia 2007*, pages 68360D–68360D. International Society for Optics and Photonics, 2007.
- [27] P NORTON : HgCdTe infrared detectors. *Opto-Electronics Review*, (3):159–174, 2002.
- [28] C KITTEL : *Physique de l'état solide*. Dunod, 1996.
- [29] H MATHIEU et H FANET : *Physique des semiconducteurs et des composants électroniques: Cours et exercices corrigés*. Dunod, 2009.
- [30] GL DESTEFANIS : HgCdTe infrared diode arrays. *Semiconductor Science and Technology*, 6(12C):C88, 1991.
- [31] WD LAWSON, S NIELSEN, EH PUTLEY et AS YOUNG : Preparation and properties of HgTe and mixed crystals of HgTe-CdTe. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 9(3):325–329, 1959.
- [32] P TRIBOLET, JP CHATARD, P COSTA et A MANISSADJIAN : Progress in HgCdTe homojunction infrared detectors. *Journal of Crystal Growth*, 184:1262–1271, 1998.
- [33] GL HANSEN, JL SCHMIT et TN CASSELMAN : Energy gap versus alloy composition and temperature in $Hg_{1-x}Cd_xTe$. *Journal of Applied Physics*, 53(10):7099–7101, 1982.
- [34] P CAPPER : *Properties of narrow gap cadmium-based compounds*. Numéro 10, pages 80-85. Iet, 1994.

- [35] A ROGALSKI : HgCdTe infrared detector material: history, status and outlook. *Reports on Progress in Physics*, 68(10):2267, 2005.
- [36] J SHAO, X LÜ, W LU, F YUE, W HUANG, N LI, J WU, L HE et J CHU : Cutoff wavelength of $Hg_{1-x}Cd_xTe$ epilayers by infrared photorefectance spectroscopy. *Applied Physics Letters*, 90(17):171101, 2007.
- [37] MZ TIDROW, WA BECK, WW CLARK III, HK POLLEHN, JW LITTLE, NK DHAR, RP LEAVITT, SW KENNERLY, DW BEEKMAN, AC GOLDBERG *et al.* : Device physics and focal plane array applications of QWIP and MCT. In *Optoelectronics' 99-Integrated Optoelectronic Devices*, pages 100–113. International Society for Optics and Photonics, 1999.
- [38] E DE BORNIO, G DESTEFANIS, A MANISSADJIAN et P TRIBOLET : Characterization of high performances of long wave and very long wave HgCdTe staring arrays. In *Remote Sensing*, pages 597819–597819. International Society for Optics and Photonics, 2005.
- [39] P KNOWLES, L HIPWOOD, L PILLANS, R ASH et P ABBOTT : MCT FPAs at high operating temperatures. In *SPIE Security and Defence*, pages 818505–818505. International Society for Optics and Photonics, 2011.
- [40] O GRAVRAND et G DESTEFANIS : Recent progress for HgCdTe quantum detection in France. *Infrared Physics & Technology*, 59:163–171, 2013.
- [41] L MOLLARD, G BOURGEOIS, C LOBRE, S GOUT, S VIOLLET-BOSSON, N BAIER, G DESTEFANIS, O GRAVRAND, JP BARNES, F MILESI *et al.* : p-on-n HgCdTe Infrared Focal-Plane Arrays: From Short-Wave to Very-Long-Wave Infrared. *Journal of Electronic Materials*, 43(3):802–807, 2014.
- [42] A ROGALSKI : Recent progress in infrared detector technologies. *Infrared Physics & Technology*, 54(3):136–154, 2011.
- [43] Y REIBEL, L RUBALDO, A MANISSADJIAN, D BILLON-LANFREY, J ROTHMAN, E de BORNIO, G DESTÉFANIS et E COSTARD : High-performance MCT and QWIP IR detectors at Sofradir. In *SPIE Defence and Security*, pages 85410A–85410A. International Society for Optics and Photonics, 2012.
- [44] P THORNE, J GORDON, LG HIPWOOD et A BRADFORD : 16 megapixel $12\mu\text{m}$ array developments at Selex ES. In *SPIE Defense, Security, and Sensing*, pages 87042M–87042M. International Society for Optics and Photonics, 2013.
- [45] MA KINCH : HgCdTe: recent trends in the ultimate IR semiconductor. *Journal of Electronic Materials*, 39(7):1043–1052, 2010.
- [46] PR GRIFFITHS et JA DE HASETH : *Fourier transform infrared spectrometry*, volume 171. John Wiley & Sons, 2007.

- [47] R BEER : *Remote sensing by Fourier transform spectrometry*, volume 120. John Wiley & Sons, 1992.
- [48] P BOUCHARAINE : *Spectrométrie optique*. Techniques de l'Ingénieur, 1994.
- [49] F RODDIER : *Distributions et transformation de Fourier*. Ediscience International, 1993.
- [50] M DALIBART et S SERVANT : *Spectroscopie dans l'infrarouge*. Techniques de l'Ingénieur, 2000.
- [51] M-L JUNTTILA, J KAUPPINEN et E IKONEN : Performance limits of stationary Fourier spectrometers. *Journal of Optical Society of America A*, 8(9):1457–1462, 1991.
- [52] M-L JUNTTILA : Stationary Fourier-transform spectrometer. *Applied Optics*, 31(21):4106–4112, 1992.
- [53] P VERMANDE : Interféromètre multivoies de type Michelson notamment pour l'analyse des spectres étroits. *Brevet numéro 98 15590*, 1998.
- [54] F BRACHET, P-J HÉBERT, E CANSOT, C BUIL, A LACAN, L ROUCAYROL, E COURAU, F BERNARD, C CASTERAS, J LOESEL *et al.* : Static Fourier transform spectroscopy breadboards for atmospheric chemistry and climate. *In Optical Systems Design*, pages 710019–710019. International Society for Optics and Photonics, 2008.
- [55] A LACAN, F-M BRÉON, A ROSAK, F BRACHET, L ROUCAYROL, P ETCHETO, C CASTERAS et Y SALAÜN : A static Fourier transform spectrometer for atmospheric sounding: concept and experimental implementation. *Optics Express*, 18(8):8311–8331, 2010.
- [56] P VOGÉ *et al.* : Simple infrared Fourier transform spectrometer adapted to low light level and high-speed operation. *Optical Engineering*, 37(9):2459–2466, 1998.
- [57] TH BARNES : Photodiode array Fourier transform spectrometer with improved dynamic range. *Applied Optics*, 24(22):3702–3706, 1985.
- [58] JW COOLEY et JW TUKEY : An algorithm for the machine calculation of complex Fourier series. *Mathematics of Computation*, 19(90):297–301, 1965.
- [59] KS SHANMUGAN et AM BREIPOHL : Random signals: detection, estimation, and data analysis. 1988.
- [60] AF MILTON, FR BARONE et MR KRUEER : Influence of nonuniformity on infrared focal plane array performance. *Optical Engineering*, 24(5):245855–245855, 1985.
- [61] MD NELSON, JF JOHNSON et TS LOMHEIM : General noise processes in hybrid infrared focal plane arrays. *Optical Engineering*, 30(11):1682–1700, 1991.

- [62] Y FERREC, N AYARI-MATALLAH, P CHAVEL, F GOUDAIL, H SAUER, J TABOURY, J-C FONTANELLA, C COUDRAIN et J PRIMOT : Noise sources in imaging static Fourier transform spectrometers. *Optical Engineering*, 51(11):111716–1, 2012.
- [63] R HART et O THOMAS : A study of non-uniformity correction methods for staring array IR detectors. In *1st EMRS DTC Technical Conference*, volume 49, 2004.
- [64] H ZHOU, S LIU, R LAI, D WANG et Y CHENG : Solution for the nonuniformity correction of infrared focal plane arrays. *Applied Optics*, 44(15):2928–2932, 2005.
- [65] N AYARI-MATALLAH : *Imagerie hyperspectrale par transformée de Fourier: limites de détection caractérisation des images et nouveaux concepts d'imagerie*. Thèse de doctorat, Université Paris-Sud XI, 2011.
- [66] C BENOÎT-PASANAU, F GILLARD, Y FERREC, S LEFEBVRE, S ROMMELUÈRE, N GUÉRINEAU et J PRIMOT : Relevance of an inverse problem approach to overcome cut-off wavenumbers disparities in infrared stationary Fourier transform spectrometers. *Applied Optics*, 51(11):1660–1670, 2012.
- [67] F SANTINI, A PALOMBO, RJ DEKKER, S PIGNATTI, S PASCUCCI et PBW SCHWERING : Advanced anomalous pixel correction algorithms for hyperspectral thermal infrared data: The TASI-600 case study. *Journal of Selected Topics in Applied Earth Observations and Remote Sensing*, 7(6):2393–2404, 2014.
- [68] AD FISCHER : Median-spectral-spatial transformation of hyperspectral data for sub-pixel anomaly detection. In *SPIE Defense and Security Symposium*, pages 69660R–69660R. International Society for Optics and Photonics, 2008.
- [69] X-l MENG, W ZHANG, M-y CONG, Y-m CAO et W-z BAO : Bad pixel replacement based on spatial statistics for IR sensor. In *5th International Symposium on Advanced Optical Manufacturing and Testing Technologies*, pages 76582N–76582N. International Society for Optics and Photonics, 2010.
- [70] JG HARRIS et Y-M CHIANG : Nonuniformity correction using the constant-statistics constraint: analog and digital implementations. In *AeroSense'97*, pages 895–905. International Society for Optics and Photonics, 1997.
- [71] CR ENGLERT, DD BABCOCK et JM HARLANDER : Spatial heterodyne spectroscopy for long-wave infrared: first measurements of broadband spectra. *Optical Engineering*, 48(10):105602–105602, 2009.
- [72] E CANSOT, P HÉBERT, A ROSAK, C BUIL et F BERNARD : Static Infrared Fourier Transform Interferometer (SIFTI): benefits of phase modulation processing. In *Fourier Transform Spectroscopy*, page FMC3. Optical Society of America, 2007.
- [73] C PIERANGELO, P HÉBERT, C CAMY-PEYRET, C CLERBAUX, P COHEUR, T PHULPIN, L LAVANANT, T TREMAS, P HENRY et A ROSAK : SIFTI: a Static Infrared Fourier Transform Interferometer dedicated to ozone and CO pollution monitoring. *ITSC16 proceedings*, 2008.

- [74] D CABIB : Performance and examples of measurements of a mid infrared interferometric hyperspectral imager. *In SPIE Europe Security and Defence*, pages 711310–711310. International Society for Optics and Photonics, 2008.
- [75] D CABIB, M LAVI, A GIL et U MILMAN : Long wave infrared (8 to 14 microns) hyperspectral imager based on an uncooled thermal camera and the traditional CI block interferometer (SI-LWIR-UC). *In SPIE Defense, Security, and Sensing*, pages 80123H–80123H. International Society for Optics and Photonics, 2011.
- [76] PG LUCEY, JL HINRICHS et J AKAGI : A compact LWIR hyperspectral system employing a microbolometer array and a variable gap Fabry-Perot interferometer employed as a Fourier transform spectrometer. *In SPIE Defense, Security, and Sensing*, pages 83900R–83900R. International Society for Optics and Photonics, 2012.
- [77] PG LUCEY, M WOOD, ST CRITES et J AKAGI : A LWIR hyperspectral imager using a Sagnac interferometer and cooled HgCdTe detector array. *In SPIE Defense, Security, and Sensing*, pages 83900Q–83900Q. International Society for Optics and Photonics, 2012.
- [78] W-j ZHENG, Z-g LEI, C-c YU, H-y WANG, Y-p FU, N-f LIAO et J-h SU : First results of ground-based LWIR hyperspectral imaging remote gas detection. *In International Symposium on Optoelectronic Technology and Application 2014*, pages 929802–929802. International Society for Optics and Photonics, 2014.
- [79] C FERNANDEZ, Bobby D GUENTHER, Mike E GEHM, David J BRADY et Michael E SULLIVAN : Longwave infrared (LWIR) coded aperture dispersive spectrometer. *Optics Express*, 15(9):5742–5753, 2007.
- [80] CE VOLIN, JP GARCIA, EL DERENIAK, MR DESCOUR, T HAMILTON et R MCMILLAN : Midwave-infrared snapshot imaging spectrometer. *Applied Optics*, 40(25):4501–4506, 2001.
- [81] Y FERREC, S THÉTAS, J PRIMOT, C COUDRAIN, P PERRAULT, P FOURNET, S BERNHARDT, M CAËS, M TAUUVY, J DESCHAMPS *et al.* : SieleTERS, an airborne Imaging Static Fourier Transform Spectrometer: design and preliminary laboratory results. *In Fourier Transform Spectroscopy*, pages FM1D–3. Optical Society of America, 2013.
- [82] Y FERREC, L ROUSSET-ROUVIÈRE, C COUDRAIN, J PRIMOT, S THÉTAS et A KATTNIG : SYSIPHE: focus on SIELETTERS, the medium and longwave infrared spectral imaging instrument. *In SPIE Sensing Technology and Applications*, pages 910403–910403. International Society for Optics and Photonics, 2014.
- [83] C COUDRAIN, S BERNHARDT, M CAES, R DOMEL, Y FERREC, R GOUYON, D HENRY, M JACQUART, A KATTNIG, P PERRAULT *et al.* : SIELETTERS, an airborne infrared dual-band spectro-imaging system for measurement of scene spectral signatures. *Optics Express*, 23(12):16164–16176, 2015.

- [84] S THÉTAS, S BERNHARDT, M CAES, C COUDRAIN, P CYMBALISTA, J DESCHAMPS et J PRIMOT : SIELETTERS: a static Fourier transform infrared imaging spectrometer for airborne hyperspectral measurements. Rapport technique, DTIC Document, 2009.
- [85] Y FERREC, C COUDRAIN, L POUTIER, J PRIMOT, L ROUSSET-ROUVIÈRE et S THÉTAS : Results from the first flight campaign of Sieleters, an airborne infrared Imaging Fourier Transform Spectrometer. *In Fourier Transform Spectroscopy*, pages FM4A–5. Optical Society of America, 2015.
- [86] R SHOGENJI, Y KITAMURA, K YAMADA, S MIYATAKE et J TANIDA : Multispectral imaging using compact compound optics. *Optics Express*, 12(8):1643–1655, 2004.
- [87] G DRUART, N GUÉRINEAU, R HAÏDAR, E LAMBERT, M TAUUVY, S THÉTAS, S ROMMELUÈRE, J PRIMOT et J DESCHAMPS : MULTICAM: a miniature cryogenic camera for infrared detection. *In Photonics Europe*, pages 69920G–69920G. International Society for Optics and Photonics, 2008.
- [88] R HAIDAR, G VINCENT, S COLLIN, N BARDOU, N GUÉRINEAU, J DESCHAMPS et J-L PELOUARD : Free-standing subwavelength metallic gratings for snapshot multispectral imaging. *Applied Physics Letters*, 96(22):221104–221104, 2010.
- [89] B GEELLEN, N TACK et A LAMBRECHTS : A compact snapshot multispectral imager with a monolithically integrated per-pixel filter mosaic. *In SPIE MOEMS-MEMS*, pages 89740L–89740L. International Society for Optics and Photonics, 2014.
- [90] A LAMBRECHTS, P GONZALEZ, B GEELLEN, P SOUSSAN, K TACK et M JAYAPALA : A CMOS-compatible, integrated approach to hyper-and multispectral imaging. *In Electron Devices Meeting (IEDM), 2014 IEEE International*, pages 10–5. IEEE, 2014.
- [91] J LE PERCHEC, R Espiau de LAMAESTRE, M BRUN, N ROCHAT, O GRAVRAND, G BADANO, J HAZART et S NICOLETTI : High rejection bandpass optical filters based on sub-wavelength metal patch arrays. *Optics Express*, 19(17):15720–15731, 2011.
- [92] F GILLARD, S LEFEBVRE, Y FERREC, L MUGNIER, S ROMMELUÈRE, C BENOIT, N GUÉRINEAU et J TABOURY : Inverse problem approaches for stationary Fourier transform spectrometers. *Optics letters*, 36(13):2444–2446, 2011.
- [93] N GUÉRINEAU, S ROMMELUERE, E DI MAMBRO, I RIBET et J PRIMOT : New techniques of characterisation. *Comptes Rendus Physique*, 4(10):1175–1185, 2003.
- [94] PK SAXENA et P CHAKRABARTI : Computer modeling of MWIR single hetero-junction photodetector based on Mercury Cadmium Telluride. *Infrared Physics & Technology*, 52(5):196–203, 2009.

- [95] PK SAXENA : Modeling and simulation of HgCdTe based p+n-n+ LWIR photodetector. *Infrared Physics & Technology*, 54(1):25–33, 2011.
- [96] E FINKMAN et Y NEMIROVSKY : Infrared optical absorption of $Hg_{1-x}Cd_xTe$. *Journal of Applied Physics*, 50(6):4356–4361, 1979.
- [97] K MOAZZAMI, J PHILLIPS, D LEE, S KRISHNAMURTHY, G BENOIT, Y FINK et T TIWALD : Detailed study of above bandgap optical absorption in HgCdTe. *Journal of Electronic Materials*, 34(6):773–778, 2005.
- [98] K MOAZZAMI, D LIAO, JD PHILLIPS, DL LEE, M CARMODY, M ZANDIAN et DD EDWALL : Optical absorption properties of HgCdTe epilayers with uniform composition. *Journal of Electronic Materials*, 32(7):646–650, 2003.
- [99] E FINKMAN et SE SCHACHAM : The exponential optical absorption band tail of $Hg_{1-x}Cd_xTe$. *Journal of Applied Physics*, 56(10):2896–2900, 1984.
- [100] Z KUČERA : Dispersion of the refractive index of $Hg_{1-x}Cd_xTe$. *Physica Status Solidi (a)*, 100(2):659–665, 1987.
- [101] M DARASELIA, M CARMODY, M ZANDIAN et JM ARIAS : Determination of individual layer composition and thickness in multilayer HgCdTe structures. *Journal of Electronic Materials*, 33(6):761–766, 2004.
- [102] S KASAP, A WILLOUGHBY, P CAPPER et J GARLAND : *Mercury Cadmium Telluride: Growth, Properties and Applications*, volume 38. John Wiley & Sons, 2011.
- [103] K MOAZZAMI, J PHILLIPS, D LEE, D EDWALL, M CARMODY, E PIQUETTE, M ZANDIAN et J ARIAS : Optical-absorption model for molecular-beam epitaxy HgCdTe and application to infrared detector photoresponse. *Journal of Electronic Materials*, 33(6):701–708, 2004.
- [104] DG SEILER, JR LOWNEY, CL LITTLER et MR LOLOEE : Temperature and composition dependence of the energy gap of $Hg_{1-x}Cd_xTe$ by two-photon magnetoabsorption techniques. *Journal of Vacuum Science & Technology A*, 8(2):1237–1244, 1990.
- [105] S KRISHNAMURTHY et A SHER : Transport studies in narrow-gap semiconductors revisited. *Journal of Electronic Materials*, 24(5):641–646, 1995.
- [106] HA KRAMERS : *La diffusion de la lumière par les atomes*. 1927.
- [107] RD KRONIG : On the theory of dispersion of x-rays. *Journal of Optical Society of America*, 12(6):547–556, 1926.
- [108] K LIU, JH CHU et DY TANG : Composition and temperature dependence of the refractive index in $Hg_{1-x}Cd_xTe$. *Journal of Applied Physics*, 75(8):4176–4179, 1994.

- [109] RT GRAF, JL KOENIG et H ISHIDA : Optical constant determination of thin polymer films in the infrared. *Applied spectroscopy*, 39(3):405–408, 1985.
- [110] JC CANIT, M BILLARDON et J BADOZ : Vérification expérimentale des relations de Kramers-Kronig entre indices de réfraction et d’extinction. *Journal de Physique*, 32(8-9):691–697, 1971.
- [111] K OHTA et H ISHIDA : Comparison among several numerical integration methods for Kramers-Kronig transformation. *Applied Spectroscopy*, 42(6):952–957, 1988.
- [112] M O’DONNELL, ET JAYNES et JG MILLER : Kramers–Kronig relationship between ultrasonic attenuation and phase velocity. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 69(3):696–701, 1981.
- [113] RZ BACHRACH et FC BROWN : Exciton-optical properties of $TlBr$ and $TlCl$. *Physical Review B*, 1(2):818, 1970.
- [114] KF PALMER, MZ WILLIAMS et BA BUDDÉ : Multiply subtractive Kramers-Kronig analysis of optical data. *Applied Optics*, 37(13):2660–2673, 1998.
- [115] JP HAWRANEK et RN JONES : The control of errors in IR spectrophotometry—V. assessment of errors in the evaluation of optical constants by transmission measurements on thin films. *Spectrochimica Acta Part A: Molecular Spectroscopy*, 32(1):99–109, 1976.
- [116] J BAARS et F SORGER : Reststrahlen spectra of $HgTe$ and $Cd_xHg_{1-x}Te$. *Solid State Communications*, 10(9):875–878, 1972.
- [117] A C S van HEEL : *Advanced optical techniques*, volume 1. John Wiley & Sons, 1967.
- [118] HA MACLEOD : *Thin-film optical filters*. CRC Press, 2001.
- [119] GJ HAWKINS : *Spectral characterisation of infrared optical materials and filters*. Thèse de doctorat, University of Reading, 1998.
- [120] NP BARNES et MS PILTCH : Temperature-dependent Sellmeier coefficients and coherence length for cadmium telluride. *Journal of Optical Society of America*, 67(5):628–629, 1977.
- [121] JE HARVEY et William L WOLFE : Refractive index of Irtran 6 (hot-pressed Cadmium Telluride) as a function of wavelength and temperature. *Journal of Optical Society of America*, 65(11):1267–1268, 1975.
- [122] O GRAVRAND et J ROTHMAN : HgCdTe Quantum Detection: from Long-Wave IR down to UV. *Journal of Electronic Materials*, 40(8):1781–1784, 2011.
- [123] A ROUVIÉ, O HUET, S HAMARD, JP TRUFFER, M POZZI, J DECOBERT, E COSTARD, M ZÉCRI, P MAILLART, Y REIBEL *et al.* : SWIR InGaAs focal plane arrays in France. In *SPIE Defense, Security, and Sensing*, pages 870403–870403. International Society for Optics and Photonics, 2013.

- [124] A ROGALSKI, K ADAMIEC et J RUTKOWSKI : *Narrow-gap semiconductor photo-diodes*, volume 77. SPIE Press, 2000.
- [125] P CASTELEIN, F MARION, J-L MARTIN, JP BAYLET, N MOUSSY, O GRAVRAND, A DURAND, J-P CHAMONAL et GL DESTEFANIS : Megapixel HgCdTe MWIR focal plane array with a 15- μm pitch. *In AeroSense 2003*, pages 52–59. International Society for Optics and Photonics, 2003.
- [126] JL TISSOT : Advanced IR detector technology development at CEA/LETI. *Infrared Physics & Technology*, 43(3):223–228, 2002.
- [127] AD RAKIĆ, AB DJURIŠIĆ, JM ELAZAR et ML MAJEWSKI : Optical properties of metallic films for vertical-cavity optoelectronic devices. *Applied Optics*, 37(22): 5271–5283, 1998.
- [128] P LÉNA, D ROUAN, F LEBRUN, F MIGNARD et D PELAT : *L'observation en astrophysique*. EDP Sciences, 2008.
- [129] B IOOSS : Revue sur l'analyse de sensibilité globale de modèles numériques. *Journal de la Société Française de Statistique*, 152(1):3–25, 2011.
- [130] A SALTELLI, K CHAN et EM SCOTT : Sensitivity analysis. Wiley series in probability and statistics. *Wiley, New York*, 2000.
- [131] F PAPPENBERGER, M RATTO et V VANDENBERGHE : Review of sensitivity analysis methods. *PA Vanrolleghem*, pages 191–265, 2010.
- [132] P HLIIDEK, J BOK, J FRANC et R GRILL : Refractive index of CdTe: Spectral and temperature dependence. *Journal of Applied Physics*, 90(3):1672–1674, 2001.
- [133] IM SOBOL' : On sensitivity estimation for nonlinear mathematical models. *Matematicheskoe Modelirovanie*, 2(1):112–118, 1990.
- [134] G DAMBLIN, M COUPLET et B IOOSS : Numerical studies of space-filling designs: optimization of Latin Hypercube Samples and subprojection properties. *Journal of Simulation*, 7(4):276–289, 2013.
- [135] E le COARER, N GUÉRINEAU, G MARTIN, S ROMMELUÈRE, Y FERREC et B SCHMITT : SWIFTS-LA: an unprecedentedly small static imaging Fourier transform spectrometer. *In International Conference on Space Optics*, volume 7, page 10, 2014.
- [136] P JACQUINOT : The luminosity of spectrometers with prisms, gratings, or Fabry-Perot etalons. *Journal of Optical Society of America*, 44(10):761–765, 1954.
- [137] P FELLGETT : Spectromètre interférentiel multiplex pour mesures infra-rouges sur les étoiles. *Journal de Physique et le Radium*, 19(3):237–240, 1958.
- [138] J CONNES et P CONNES : Near-infrared planetary spectra by Fourier spectroscopy. I. Instruments and results. *Journal of Optical Society of America*, 56(7):896–910, 1966.

Titre : Modélisation spectrale de détecteurs matriciels infrarouge HgCdTe : application à un micro-spectromètre

Mots clés : Détecteur infrarouge, réponse spectrale, modélisation optique, longueur d'onde de coupure, relations de Kramers-Kronig.

Résumé : Face à l'émergence de l'imagerie multi et hyperspectrale, il existe une demande croissante de connaissance fine de la réponse spectrale des détecteurs infrarouge. Dans ce travail de thèse, nous proposons une démarche de modélisation optique des réponses spectrales des plans focaux infrarouge HgCdTe. L'objectif est de mieux maîtriser les origines physiques des oscillations observées sur les réponses spectrales des pixels d'une matrice de détection, ainsi que des disparités de longueurs d'onde de coupure. Ces phénomènes étaient peu étudiés dans la littérature; pourtant, ils sont responsables en partie du bruit spatial fixe qui limite les performances des détecteurs. Nous proposons une description qui conserve l'interprétation physique des phénomènes observés (absorption, interférences,...), tout en

permettant d'extraire les paramètres technologiques (responsables de ces non-uniformités) de la façon la plus indépendante possible. Le principe repose sur la décomposition du comportement global du détecteur, qui peut sembler complexe, en une multitude de briques élémentaires, simples à modéliser. L'étude a été appliquée au cas particulier d'un micro-spectromètre infrarouge intégré au plan de détection. Une analyse de sensibilité sur le modèle proposé a alors permis d'évaluer la précision nécessaire sur les paramètres technologiques afin d'obtenir une bonne qualité de restitution de spectres. Cette démarche est généralisable à d'autres architectures de détecteurs et d'autres technologies de fabrication, à condition de maîtriser les propriétés optiques des matériaux mis en jeu.

Title : Spectral modeling of HgCdTe infrared focal plane arrays : application to a micro-spectrometer

Keywords : Infrared detector, spectral response, optical modeling, cutoff wavelength, Kramers-Kronig relations.

Abstract : Due to the emergence of multi and hyperspectral imaging applications, there is an increasing demand for the control of infrared detectors spectral response. In this work, we propose an optical modeling approach of the spectral response of HgCdTe focal plane arrays. The purpose is to better identify the physical origins of the oscillations observed on the measured spectral responses, as well as the cutoff wavelength disparities between the pixels. These phenomena were not studied in the literature; though they are partly responsible for the fixed pattern noise limiting detectors performance. We propose a description that takes account of the physical interpretation of the observed phenomena (absorption, interference ...), while allowing

the extraction of the technological parameters (that are responsible of such non-uniformities). The principle is based on the decomposition of the global behavior of the detector, which may seem complex, as a multitude of elementary phenomena, which are easy to model. The study was applied to the particular case of a micro-spectrometer integrated to an infrared focal plane array. A sensitivity analysis of the proposed model was then performed to estimate the required degree of precision on the technological parameters to ensure satisfying quality of spectra restitution. This approach can be generalized to other architectures and other manufacturing technologies, provided that the optical properties of the materials involved are known.

