



HAL
open science

Température et rayonnement thermique photo-induits dans les filtres optiques interférentiels

Paul Rouquette

► **To cite this version:**

Paul Rouquette. Température et rayonnement thermique photo-induits dans les filtres optiques interférentiels. Optique [physics.optics]. Aix Marseille Université (AMU), 2022. Français. NNT : . tel-03991101

HAL Id: tel-03991101

<https://hal.science/tel-03991101>

Submitted on 15 Feb 2023

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.



Distributed under a Creative Commons Attribution - NonCommercial - NoDerivatives 4.0
International License

.....

THÈSE DE DOCTORAT

Soutenue à Aix-Marseille Université
le 29 novembre 2022 par

Paul Rouquette

Température et rayonnement thermique photo-induits dans les filtres optiques interférentiels

Discipline

Physique et sciences de la matière

Spécialité

Optique, Photonique et Traitement d'Image

École doctorale

ED 352 – Physique et sciences de la matière

Laboratoire/Partenaires de recherche

Institut Fresnel

CILAS Ariane Group

Composition du jury

•	Detlev RISTAU	Rapporteur
•	<i>Institute of Quantum Optics</i>	
•	Karl JOULAIN	Rapporteur
•	<i>Institut Pprime</i>	
•	Nathalie DESTOUCHES	Présidente
•	<i>Laboratoire Hubert Curien</i>	
•	Sophie BRASSELET	Examinatrice
•	<i>Institut Fresnel</i>	
•	Jean-Jacques GREFFET	Examineur
•	<i>Laboratoire Charles-Fabry</i>	
•	Matteo BARSUGLIA	Examineur
•	<i>Laboratoire Astroparticule & cosmologie</i>	
•	Hélène KROL	Invitée
•	<i>CILAS</i>	
•	Karine MATHIEU	Invitée
•	<i>Centre National d'Etudes Spatiales</i>	
•	Myriam ZERRAD	Co-directrice de thèse
•	<i>Institut Fresnel</i>	
•	Claude AMRA	Directeur de thèse
•	<i>Institut Fresnel</i>	

A ma petite sœur, Anita

Affidavit

Je soussigné, Paul ROUQUETTE, déclare par la présente que le travail présenté dans ce manuscrit est mon propre travail, réalisé sous la direction scientifique de Claude AMRA et Myriam ZERRAD, dans le respect des principes d'honnêteté, d'intégrité et de responsabilité inhérents à la mission de recherche. Les travaux de recherche et la rédaction de ce manuscrit ont été réalisés dans le respect à la fois de la charte nationale de déontologie des métiers de la recherche et de la charte d'Aix-Marseille Université relative à la lutte contre le plagiat.

Ce travail n'a pas été précédemment soumis en France ou à l'étranger dans une version identique ou similaire à un organisme examinateur.

Fait à Marseille, le 19 septembre 2022



Cette œuvre est mise à disposition selon les termes de la [Licence Creative Commons Attribution - Pas d'Utilisation Commerciale - Pas de Modification 4.0 International](https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/).

Remerciements

Je voudrais ici remercier tous les acteurs qui ont contribué, de près ou de loin, à l'élaboration de ces travaux de recherche.

Ma première pensée est pour mes deux directeurs de thèse, Claude Amra et Myriam Zerrad, qui ont su créer le cadre de travail stimulant et bienveillant me permettant de réaliser ces travaux de recherche dans des conditions exceptionnelles. Grâce à Myriam, j'ai pu réaliser et dimensionner un banc de mesure du rayonnement thermique. Elle s'est aussi occupée de la plupart des tâches administratives qui m'ont permis d'avoir toujours tous les outils nécessaires à ma disposition, et surtout d'avoir pu présenter mes travaux dans de nombreuses conférences. Je garderai un excellent souvenir de nos déplacements ensemble à Saint-Etienne, Dijon, Toulouse, Nice et Whistler. Quant à Claude il m'a transmis sa passion de la Physique au sens large. Les heures passées au tableau pour confirmer, infirmer ou développer telle ou telle théorie, et apprendre une somme gigantesque de connaissances, constituent mes meilleurs moments de ma vie de thésard. Enfin je les remercie tous les deux pour leurs qualités humaines, leur bienveillance, leur gentillesse et leur patience qui m'ont permis de surmonter les épreuves difficiles auxquelles j'ai dû faire face dans la dernière année.

J'aimerais ensuite remercier Hélène Krol et Catherine Grèzes-Besset pour leur accueil au sein de l'entreprise CILAS qui a financé cette thèse CIFRE. Merci pour la supervision de ces travaux de recherche et pour les nombreuses réunions de travail qui ont toujours été constructives et ont permis de débloquer de nombreuses situations.

J'adresse également mes remerciements à Karl Joulain et Detlev Ristau pour avoir accepté d'être rapporteur de ma thèse. Merci aussi à Nathalie Destouches, Jean-Jacques Greffet, Mateo Barsuglia et Sophie Brasselet d'avoir participé à mon jury.

Je remercie aussi le CNES en la personne de Karine Mathieu pour leur soutien et leur intérêt dans ces travaux.

Outre mes directeurs de thèse, j'ai rencontré à l'Institut Fresnel un grand nombre de personnes exceptionnelles qui ont rendu ces trois années de travail agréables. Tout d'abord j'exprime ma reconnaissance à Sophie Brasselet, directrice du laboratoire, pour son soutien à tous les doctorants et à leurs différents projets. Ensuite je tiens à remercier l'ensemble des membres de l'équipe CONCEPT (Yannick, Gabriel, Marin, Adrien, Imran, Michel) pour nos nombreuses discussions de travail et nos échanges sur un grand nombre de sujets. Enfin je remercie tous les doctorants qui ont créé cette belle ambiance au sein du laboratoire. Un grand bravo à Luis, Marin et Camille pour la création du MEMO student Chapter qui est promis à un bel avenir ! Il reste beaucoup de monde, je les remercie tous.

Enfin, je souhaiterais remercier ma famille qui m'a toujours soutenu dans mes études. Un grand bravo à mes parents et ma grand-mère pour la relecture assidue de ce manuscrit, à la recherche de la moindre faute d'orthographe.

Merci enfin à Mathilde pour ton soutien indéfectible. Merci pour ton écoute et ton intérêt quand je te parle de Physique et de ma thèse. Ce projet n'aurait pas pu aller aussi loin sans toi.

Liste de publications et participation aux conférences

1) Liste des publications^a réalisées dans le cadre du projet de thèse :

1. P. Rouquette, C. Amra, M. Zerrad, and M. Lequime, "Micro-cavity optimization for ultra-sensitive all-dielectric optical sensors," *Opt. Express* **30**, 15344–15364 (2022).
2. P. Rouquette, C. Amra, M. Zerrad, C. Grèzes-Besset, and H. Krol, "Photo-induced Temperature in Optical Interference Coatings," *Opt Express* **30**, 46575-46601 (2022).
3. B. Eles, P. Rouquette, J. Siegel, C. Amra, J. Lumeau, A. Moreau, C. Hubert, M. Zerrad, and N. Destouches, "Mechanisms driving self-organization phenomena in random plasmonic metasurfaces under multipulse femtosecond laser exposure: a multitime scale study," *Nanophotonics* **11**, 2303–2318 (2022).
4. P. Rouquette, C. Amra, M. Zerrad, C. Grèzes-Besset, "Photo-induced thermal radiation within multilayers optics," *Proc. SPIE 11872, Advances in Optical Thin Films VII*, 1187206 (2021)
5. P. Rouquette, C. Amra, M. Zerrad, M. Lequime, "Optimization of micro-cavities for huge enhancement patterns in free-space and modal space," *Proc. SPIE 11872, Advances in Optical Thin Films VII*, 1187206 (2021)
6. P. Rouquette, C. Amra, M. Zerrad, C. Grèzes-Besset, and H. Krol, "Thermal Radiation Photo-Induced in Optical Interference Coatings," *Submitted Opt Express* (2022)

^a Cette liste comprend les articles publiés, les articles soumis à publication et les articles en préparation ainsi que les livres, chapitres de livre et/ou toutes formes de valorisation des résultats des travaux propres à la discipline du projet de thèse. La référence aux publications doit suivre les règles standard de bibliographie et doit être conforme à la charte des publications d'AMU.

2) Participation aux conférences^b et écoles d'été au cours de la période de thèse :

- Paul Rouquette, Claude Amra, Myriam Zerrad, Catherine Grèzes Besset, Hélène Krol. Rayonnement thermique photo-induit dans les filtres interférentiels multicouches. SFO Dijon 2021 – *Poster*
- Paul Rouquette, Claude Amra, Myriam Zerrad, Catherine Grèzes-Besset. Photo-induced thermal radiation within multilayers optics. Advances in Optical Thin Films VII, Sep 2021 – *Présentation orale*
- Paul Rouquette, Claude Amra, Myriam Zerrad, Michel Lequime. Optimization of micro-cavities for huge enhancement patterns in free-space and modal space. Advances in Optical Thin Films VII, Sep 2021 – *Présentation orale*
- Paul Rouquette, Claude Amra, Myriam Zerrad, Catherine Grèzes-Besset, Helene Krol. Effets thermiques photo-induits dans les couches minces optiques. Journée Couches Minces Optique, CNES 2022 – *Présentation orale*
- Paul Rouquette, Claude Amra, Myriam Zerrad, Michel Lequime. Micro-cavity optimization for ultra-sensitive all-dielectric optical sensors. OIC 2022, Jun 2022, Whistler, Canada – *Présentation orale*
- Paul Rouquette, Claude Amra, Myriam Zerrad, Catherine Grèzes-Besset, Helene Krol. Laser-induced thermal radiation of optical thin films. OIC 2022, Jun 2022, Whistler, Canada – *Présentation orale*
- Paul Rouquette, Claude Amra, Myriam Zerrad, Catherine Grèzes-Besset, Helene Krol. Photo-induced temperature in optical thin films. OIC 2022, Jun 2022, Whistler, Canada – *Présentation orale*
- Paul Rouquette, Claude Amra, Myriam Zerrad, Catherine Grèzes Besset, Hélène Krol. Effets thermiques photo-induits dans les filtres interférentiels. SFO Nice 2022 – *Poster*

^b Le terme « conférence » est générique. Il désigne à la fois « conférence », « congrès », « workshop », « colloque », « rencontres nationales et/ou internationales » ... etc.

Résumé

Les filtres optiques interférentiels, constitués le plus souvent d'un empilement de couches diélectriques déposées sur un substrat de verre, réalisent des fonctions essentielles à tout système optique actuel (antireflets, polariseurs, sélecteurs, dichroïques, séparateurs, miroirs, égaliseurs...). De façon générale, les phénomènes d'origine thermique dans ces filtres, qui apparaissent notamment lorsqu'ils sont soumis à des flux lasers, ne peuvent pas être négligés. D'une part, ils peuvent être responsables de nombreux problèmes allant de la dégradation des performances optiques du filtre à son endommagement irréversible. Et d'autre part, ils sont à la base des différents procédés de caractérisation de l'absorption des filtres, comme la déflection photo-thermique, l'interférométrie photo-thermique ou encore la thermographie par détection synchrone.

Cependant, décrire avec précision ces phénomènes demeure une étape difficile. Les modèles existants sont souvent incomplets, reposent sur des approximations ou ne sont pas adaptés au domaine des filtres interférentiels. L'objectif de cette thèse est donc en premier lieu de proposer des outils théoriques permettant de modéliser avec précision les *phénomènes thermiques photo-induits* dans les couches minces optiques, en régime arbitraire d'illumination (pulsé, cadencé, continu).

Ces processus photo-induits trouvent leur origine dans l'absorption des composants multi-diélectriques, dont la densité volumique constitue la source de chaleur responsable d'une élévation de température dans le composant. Ainsi, la **température photo-induite** est le premier phénomène thermique étudié dans cette thèse et une description complète à partir des paramètres des couches et de l'éclairement est proposée. Elle s'appuie principalement sur une analogie entre l'optique et la thermique, permettant d'obtenir un modèle analytique de la température. Cette procédure permet de mieux cibler l'influence des différents paramètres d'entrée, et d'aborder plus avant les phénomènes d'endommagement laser ou d'auto-organisation de nanoparticules.

L'élévation de température donne lieu à une modification du **rayonnement thermique** du filtre. Bien souvent, la modélisation de ce rayonnement en régime d'éclairement monochromatique est ramenée à un calcul d'émissivité en lien avec la loi de Kirchhoff, qui stipule son égalité avec l'absorption. Cependant, cette méthode s'avère insuffisante lorsque l'on veut aller plus loin dans le détail du bilan des processus thermiques (ondes évanescentes, modes guidés par couplage, régimes transitoires). Ainsi dans ce travail de thèse, on propose une modélisation directe du rayonnement thermique photo-induit. Cela signifie que l'on s'appuie sur les différents travaux de la physique statistique qui permettent de relier l'agitation thermique des particules à des densités volumiques de courant électrique. Ces courants sont insérés dans les équations de Maxwell pour obtenir le champ électromagnétique rayonné en espace libre, appelé

rayonnement thermique. La méthode de résolution s'appuie sur les travaux en lien avec les microcavités luminescentes et la diffusion volumique de la lumière dans les filtres.

La méthode de résolution permet également de concevoir des filtres qui confinent et exaltent leur propre rayonnement thermique dans une faible bande spectrale ou angulaire. De manière plus large, cela ouvre la voie au **contrôle du rayonnement thermique** par des cavités planaires multicouches, qui constitue un important domaine de recherche dans les secteurs de la Défense et de l'Énergie. Une méthode analytique de synthèse est proposée pour générer des exaltations géantes de champ en microcavité, avec application au rayonnement thermique.

Enfin, cette analyse précise du rayonnement thermique permet, pour la première fois, de quantifier avec précision la part du rayonnement thermique photo-induit qui est transférée sous forme de modes guidés à la structure multi-diélectrique.

Mots clés : filtres optiques interférentiels, rayonnement thermique, température photo-induite

Abstract

Optical interference filters, most often consisting of a stack of dielectric layers deposited on a glass substrate, perform essential functions in any current optical system (antireflection, polarizers, selectors, separators, mirrors, equalizers ...). In general, the phenomena of thermal origin in these filters, which appear when they are subjected to laser flux, cannot be neglected. On the one hand, they can be responsible for many problems ranging from the degradation of optical performance of the filter to its irreversible damage. On the other hand, they are at the basis of various methods of characterizing the absorption of filters, such as photo-thermal deflection, common-path interferometry, or Lock-In Thermography.

However, describing these phenomena with precision remains a difficult step. Existing models are often incomplete, based on approximations or are not adapted to the field of interference filters. The objective of this thesis is therefore first to propose theoretical tools to accurately model the photo-induced thermal phenomena in optical thin films, in arbitrary illumination regime (pulsed, clocked, continuous).

These photo-induced processes originate from the absorption of multi-dielectric components, whose bulk density is the heat source responsible for a temperature rise in the component. Thus, the photo-induced temperature is the first thermal phenomenon studied in this thesis and a complete description based on layer and illumination parameters is proposed. It is mainly based on an analogy between optics and thermics, allowing to obtain an analytical model of the temperature. This procedure allows to better target the influence of the different input parameters, and to further address the phenomena of laser damage or self-organization of nanoparticles.

The temperature increase leads to a modification of the thermal radiation of the filter. Very often, the modeling of this radiation in monochromatic illumination regime is reduced to a calculation of emissivity in connection with Kirchhoff's law, which stipulates its equality with the absorption. However, this method is insufficient when we want to go further into the details of the balance of thermal processes (evanescent waves, guided modes by coupling, transient regimes). Thus, in this thesis, we propose a direct modeling of photo-induced thermal radiation. This means that we rely on the various works of statistical physics that allow to link the thermal agitation of particles to volume densities of electric current. These currents are inserted into Maxwell's equations to obtain the electromagnetic field radiated in free space, called thermal radiation. The method of resolution is based on the work related to luminescent microcavities and the volume scattering of light in filters.

The resolution method also allows the design filters that confine and exalt their own thermal radiation in a small spectral or angular bandwidth. More broadly, this opens the way to the control of thermal radiation by multilayer planar structures, which is an important research area in the Defense and Energy sectors. An analytical synthesis method is proposed to generate giant field exaltations in microcavities, with application to thermal radiation.

Finally, this precise analysis of the thermal radiation allows, for the first time, to precisely quantify the part of the photo-induced thermal radiation that is transferred as guided modes to the multi-dielectric structure.

Keywords: optical interference coatings, thermal radiation, photo-induced temperature

Table des matières

Affidavit	5
Remerciements	7
Liste de publications et participation aux conférences	9
Résumé	11
Abstract	13
Table des matières	15
Introduction	19
Chapitre 1 Microcavités optiques multicouches : formalisme, exaltation géante, et lumière piégée	23
1.1 Introduction	23
1.2 Formalisme des couches minces optiques	24
1.2.1 Présentation générale	24
1.2.2 Optique électromagnétique des filtres interférentiels	26
1.2.3 Quelques exemples	32
1.3 Formalisme des microcavités optiques	35
1.3.1 Présentation générale	35
1.3.2 Champ électrique rayonné par une distribution de courant surfacique	36
1.3.3 Bilan d'énergie : puissance et flux	37
1.3.4 Quelques exemples	39
1.4 Optimisation des microcavités pour capteurs optiques et micro-sources	41
1.4.1 Introduction	41
1.4.2 Pôles exacts dans la fenêtre modale	43
1.4.3 Pôles asymptotiques en espace libre	44
1.4.4 Technique ZAL (Zero Admittance Layer) en réflexion totale interne	47
1.4.5 Exaltations multiples	51
1.4.6 Performances : sensibilité et limites à l'exaltation	56
1.5 Optique modale en microcavités	60
1.5.1 Modes guidés dans un filtre en couches minces	61
1.5.2 Construire un mode guidé : la structure MZAL	62
1.5.3 Résultats numériques	62
1.6 Conclusion	64
Chapitre 2 Température photo-induite dans les filtres optiques interférentiels	67
2.1 Introduction	67
2.2 Modélisation de la température dans un système multicouche	69
2.2.1 Equation de la chaleur : énoncé & limites de validité	69
2.2.2 Résolution analytique de l'équation de la chaleur	71

2.2.3	Source thermique	78
2.2.4	Reconstruction spatiale et temporelle : divergence numérique	81
2.3	Etude d'une couche unique soumise à différents régimes d'éclairement	82
2.3.1	Etude préliminaire : monocouche métallique	83
2.3.2	Monocouche diélectrique : réponse temporelle	84
2.3.3	Monocouche diélectrique : réponse dans l'épaisseur du composant	85
2.3.4	Monocouche diélectrique : répartition transverse de la température	87
2.3.5	Evolution générale en fonction des paramètres lasers et de la couche.	88
2.4	Etude de filtres optiques interférentiels soumis à différents régimes lasers	91
2.4.1	Cas d'un miroir et d'un Fabry-Perot	91
2.4.2	Miroir sur substrat métallique	93
2.4.3	Variation de la température avec la longueur d'onde d'illumination	94
2.4.4	Température de fusion versus claquage diélectrique en régime impulsionnel	96
2.5	Etude du régime impulsionnel cadencé	99
2.5.1	Régime continu	99
2.5.2	Régime cadencé	99
2.5.3	Température de fusion versus claquage diélectrique en régime cadencé	101
2.6	Etude des franges thermiques : collaboration avec le laboratoire Hubert Curien	102
2.6.1	Résultats expérimentaux	102
2.6.2	Application du modèle thermique	104
2.7	Conclusion	107
Chapitre 3 Rayonnement thermique photo-induit		109
3.1	Introduction	109
3.2	Modélisation du rayonnement thermique d'un système multicouche	111
3.2.1	Les courants responsables du rayonnement thermique	111
3.2.2	Calcul du champ électromagnétique rayonné par les courants thermiques	117
3.3	Etude de filtres en couches minces soumis à différents régimes d'éclairement	127
3.3.1	Cas d'un miroir avec une faible élévation de température	128
3.3.2	Cas d'un miroir avec une forte élévation de température	130
3.4	Façonnage du rayonnement thermique	131
3.4.1	Confinement angulaire et spectral sur une faible bande passante	131
3.4.2	Intérêts du contrôle large bande	134
3.5	Conclusion	135
Chapitre 4 Rayonnement thermique piégé		137
4.1	Introduction	137
4.2	Calcul de la puissance fournie par les courants thermiques	138
4.2.1	Densité de puissance fournie par une distribution volumique de courant électrique	138
4.2.2	Prise en compte de la polarisation	139

4.2.3	Contributions homogènes et particulières	141
4.2.4	Expression finale de la densité de puissance	145
4.3	Calculs numériques	145
4.3.1	Méthode	145
4.3.2	Etude d'un miroir multi-diélectrique	147
4.3.3	Etude d'un filtre Fabry-Perot	149
4.4	Conclusion	150
	Conclusion	153
	Bibliographie	155
	Table des figures	161
	ANNEXES	165
ANNEXE A	Calculs pour la majoration de la puissance fournie par une microcavité	165
ANNEXE B	Fonction de Green de l'équation de la chaleur	165
ANNEXE C	Bilan d'énergie avec éclairage quasi-monochromatique et faiblement divergent	169
C.1	Calcul du flux	169
C.2	Calcul de l'absorption	170
ANNEXE D	Expression analytique de la solution particulière de l'équation de la chaleur	172
ANNEXE E	Vérification analytique du comportement de la température en fonction de la durée du pulse et de la surface éclairée	175
E.1	Température en fonction de la durée du pulse	176
E.2	Température en fonction de la surface d'illumination	177
E.2.1	Régime pulsé	177
E.2.2	Régime continu	178
ANNEXE F	Calcul détaillé du flux de rayonnement thermique	179
F.1	Expression générale du flux de rayonnement thermique	179
F.2	Solutions particulières du champ électromagnétique	180
F.3	Produit des solutions particulières du champ électromagnétique	181
F.4	Utilisation de la nature stochastique des courants thermiques et du théorème de fluctuation-dissipation	182
F.5	Expression finale du flux de rayonnement	184

Introduction

Les filtres optiques interférentiels [1–3] sont présents dans la plupart des systèmes optiques actuels en raison de leur capacité à structurer spectralement, temporellement et spatialement la lumière. Ils permettent ainsi de réaliser des composants essentiels (antireflets, polariseurs, dichroïques, séparateurs, miroirs, filtres à bande étroite, filtres froids/chauds, égaliseurs de gain, compresseurs d'impulsion...). Ils sont constitués le plus souvent d'un empilement de couches diélectriques déposées sur un substrat (généralement de verre). Leur fonctionnement réside dans la nature ondulatoire de la lumière qui peut donner lieu au phénomène d'interférence optique généré par les réflexions multiples aux interfaces entre les couches. Dans ces conditions, les épaisseurs optiques des couches sont de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde d'éclairement.

Lors de leur utilisation, ces filtres sont majoritairement soumis à des flux lasers. Malgré les techniques très avancées de fabrication, ces composants présentent encore une faible absorption (quelques ppm, avec $1\text{ ppm} = 10^{-6}$ du flux incident) qui reste pénalisante pour les optiques de précision (miroirs pour gyrolaser, pour la détection des ondes gravitationnelles, optiques pour le spatial, composants pour la tenue au flux). La densité volumique d'absorption dans ces structures crée une source de chaleur responsable de différents effets thermiques, que l'on nomme **phénomènes thermiques photo-induits** car résultant d'une illumination optique. Ces effets ne peuvent pas être négligés. En effet, d'une part, ils peuvent être responsables de nombreux problèmes allant de la dégradation des performances du filtre (fonction de filtrage, planéité, vieillissement) à son endommagement irréversible. Et d'autre part, ils sont à la base des différents procédés de caractérisation de l'absorption des filtres, comme les techniques de déflexion photo-thermique, l'interférométrie photo-thermique, la microcalorimétrie ou encore la thermographie par détection synchrone.

D'importants efforts théoriques et expérimentaux ont donc été réalisés pour décrire et prédire ces phénomènes. La plupart des travaux [4–9] se concentrent sur l'élévation de température causée par la source de chaleur que l'on désignera **par température photo-induite** et qui peut engendrer un endommagement du composant [10,11]. Les modèles existants sont le plus souvent numériques et reposent sur la résolution de l'équation de la chaleur. Il existe des modèles analytiques, dans le sens où ils ne font pas exclusivement appel à des méthodes numériques, mais ils sont généralement limités. Ils utilisent en effet une description partielle de la source thermique [12,13] ou considèrent des régimes lasers continus ou infiniment courts [14,15].

L'élévation de température donne lieu à un deuxième effet photo-induit : une modification du **rayonnement thermique** [16] du filtre. Bien souvent, la modélisation de ce rayonnement en régime d'éclairement monochromatique est ramenée à un calcul

d'émissivité en lien avec la loi de Kirchhoff, qui stipule son égalité avec l'absorption. Cependant, cette méthode s'avère insuffisante lorsque l'on veut aller plus loin dans le détail du bilan des processus thermiques (ondes évanescentes, modes guidés par couplage, régimes transitoires). De plus, ce signal est à la base des procédés de mesure de l'absorption comme la thermographie par détection synchrone [17,18], qui nécessite une connaissance précise de l'émissivité des composants pour des questions d'étalonnage (voir la thèse de Camille Petite réalisée à l'Institut Fresnel avec la société CILAS [19])

Dans ce contexte, l'équipe CONCEPT de l'Institut Fresnel et la société CILAS ont voulu s'impliquer plus en détail dans la modélisation de ces phénomènes. L'objectif de cette thèse CIFRE est donc en premier lieu de proposer des outils théoriques permettant de prédire avec précision les phénomènes thermiques photo-induits dans les couches minces optiques, en régime arbitraire d'illumination (pulsé, en cadence, continu). Dans le cas de la température, l'objectif est de mieux cibler l'influence des différents paramètres d'entrée, et d'aborder plus avant les phénomènes d'endommagement laser [10,11]. On montrera également l'intérêt de cette modélisation pour l'étude de l'auto-organisation de nanoparticules [20,21]. Pour ce qui est du rayonnement, l'objectif est d'utiliser une modélisation électromagnétique dite directe, en appui sur la physique statistique, ouvrant la voie à l'amélioration des techniques de mesure d'absorption, à la prise en compte globale du bilan d'énergie, au **façonnage du rayonnement thermique** et à la prise en compte du **rayonnement thermique piégé**.

Une des originalités de ce travail de thèse réside dans la volonté de modéliser ces phénomènes thermiques à partir des outils développés pour la synthèse des filtres optiques. On parle ici des concepts d'admittance complexe et d'indice effectif [2,3] qui sont bien adaptés à l'étude de la lumière diffusée par les filtres [22-24] et des microcavités luminescentes [25,26], ainsi qu'à la conception d'exaltations géantes du champ optique dans le composant [27]. Cela permettra d'analyser ces phénomènes thermiques en s'appuyant sur l'expertise acquise par l'équipe CONCEPT en modélisation électromagnétique, tout en introduisant les outils de synthèse au domaine du rayonnement.

Ainsi, une description complète de la température photo-induite en régime transitoire, à partir des paramètres des couches et de l'éclairement, est proposée à l'aide d'une analogie entre l'optique et la thermique [28]. Un modèle analytique de la température est ainsi obtenu en étendant à la thermique les concepts d'admittance et d'indice effectif. Pour le rayonnement, une modélisation électromagnétique est utilisée. Cela signifie que l'on s'appuie sur les différents travaux de la physique statistique qui permettent de relier l'agitation thermique des particules dans le composant à des densités volumiques de courant électrique et magnétique [16,29-33]. Ces courants stochastiques sont insérés dans les équations de Maxwell pour obtenir le champ électromagnétique rayonné en espace libre, appelé rayonnement thermique. La méthode de résolution s'appuie sur les travaux en lien avec les microcavités luminescentes et la diffusion volumique de la lumière dans les filtres.

La méthode de résolution permet également de concevoir des filtres qui confinent et exaltent leur propre rayonnement thermique dans une faible bande spectrale ou angulaire. De manière plus large, ces travaux permettent d'envisager le contrôle du rayonnement thermique par des cavités planaires multicouches, qui constitue un important domaine de recherche dans les secteurs de la Défense et de l'Énergie. Une méthode analytique de synthèse est proposée pour générer des exaltations géantes de champ en microcavité, avec application au rayonnement thermique.

Enfin, cette analyse précise du rayonnement thermique permet, pour la première fois à notre connaissance, de quantifier avec précision la part du rayonnement thermique photo-induit qui est transférée sous forme de modes guidés à la structure multi-diélectrique.

Pour résumer, les grandes étapes de la modélisation des phénomènes thermiques photo-induits sont illustrées par les trois schémas de la Figure 0.1. On y représente, en deux dimensions, un filtre optique interférentiel dont les interfaces entre les couches sont perpendiculaires à l'axe z . L'axe x représente la dimension transverse. Ce composant est éclairé par une illumination optique spatialement et temporellement variable, ce qui induit une densité volumique d'absorption dans les couches, source des effets thermiques photo-induits (étape 1). Un bilan d'énergie entre cette absorption et les modes de transfert thermique (conduction uniquement) permet ensuite de prédire l'élévation de température dans le composant (étape 2). L'agitation thermique des particules est enfin modélisée par des densités volumiques de courants électriques et magnétiques qui génèrent un rayonnement se propageant dans les milieux extrêmes et dans le composant sous forme de modes guidés (étape 3).

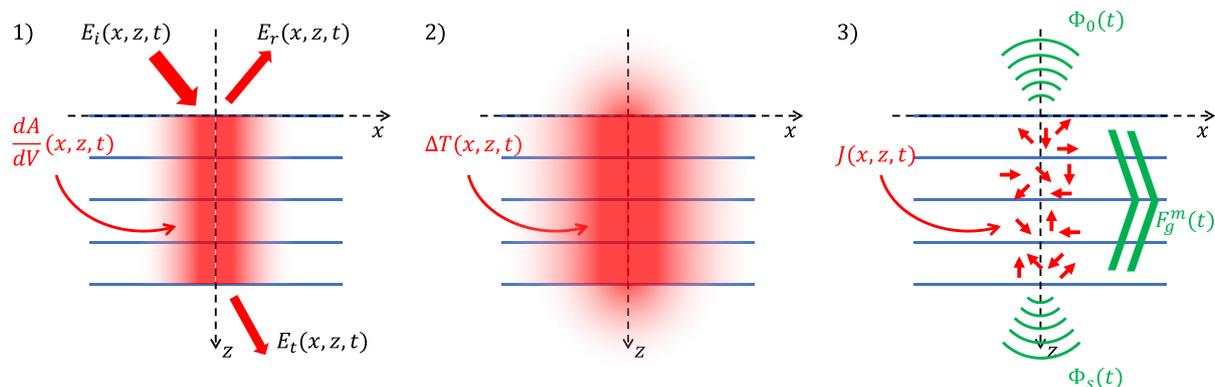


Figure 0.1 : Les différentes étapes de la modélisation des phénomènes photo-induits dans les filtres optiques interférentiels. E_i , E_r et E_t représentent les champs électriques incident, réfléchi et transmis. La densité d'absorption est notée dA/dV et génère une élévation de température ΔT . Les courants électriques sont notés J et produisent un flux de rayonnement Φ_0 dans la superstrat, et Φ_s dans le substrat. La puissance transportée par les modes guidés est notée F_g^m .

Cette thèse s'organise de la manière suivante. Tout d'abord, les microcavités optiques sont présentées au **Chapitre 1**. Ce premier chapitre permet de rappeler le formalisme classique des couches minces optiques (admittance, indice effectif, ...) qu'on utilisera par la suite pour décrire les phénomènes thermiques. Il permet aussi de présenter le

formalisme des microcavités luminescentes, qui sera largement utilisé pour la modélisation du rayonnement thermique. Les travaux réalisés dans ce domaine nous conduisent ensuite à proposer une alternative aux capteurs optiques développés pour l'espace libre, sur la base d'exaltations géantes.

Le **Chapitre 2** est consacré à la modélisation de la température photo-induite dans les couches minces optiques. Cela permettra d'obtenir une cartographie spatio-temporelle de l'élévation de température en fonction des paramètres du composant et de l'éclairement. L'impact de chaque paramètre est analysé avec précision et les résultats permettent de revisiter en détail les processus d'endommagement thermique ou diélectrique. Enfin, on montre comment une interférence optique permet de structurer le champ de température aux courtes impulsions lumineuses.

Le **Chapitre 3** est consacré à la modélisation du rayonnement thermique. Il s'appuie donc sur le Chapitre 2, puisque la température est à l'origine des courants responsables de ce rayonnement. La modélisation est présentée en détail, et appliquée à différents filtres pour différentes températures ou fluences d'éclairement. On montre comment maximiser l'émissivité en bande étroite, angulaire ou spectrale.

Le rayonnement thermique piégé est abordé dans le **Chapitre 4**. La densité spectrale de puissance est calculée dans la fenêtre modale des filtres, où elle donne lieu à des modes guidés. Nous quantifions l'énergie transportée par chacun de ces modes en fonction de la formule de l'empilement de couches minces. Cette quantité peut alors être comparée au rayonnement qui émerge en espace libre.

Chapitre 1 Microcavités optiques multicouches : formalisme, exaltation géante, et lumière piégée

1.1 Introduction

Les filtres interférentiels en couches minces [1,34,3,2] sont classiquement éclairés par une source optique située à l'extérieur du composant et supposée à l'infini. On peut aussi considérer le cas où la source est localisée à l'intérieur du composant et est modélisée par une densité volumique et/ou surfacique de courant électrique et/ou magnétique. On parle alors de microcavité optique [2,25,26,35–43] qui est l'objet de ce premier chapitre.

De façon générale, et comme nous le verrons au Chapitre 3, les sources du rayonnement thermique [29,30,16,31] peuvent être modélisées par des courants électriques et magnétiques ce qui ramène la modélisation de ce phénomène à un problème de microcavité optique. Etudier en amont ce problème des microcavités permettra donc de simplifier celui de la modélisation du rayonnement thermique, en s'affranchissant du calcul des sources et en se focalisant sur la modification du rayonnement par le composant. Les résultats de ce premier chapitre permettront ainsi de concevoir des filtres capables d'exalter ou d'inhiber [31] leur rayonnement thermique. Ils seront aussi essentiels pour calculer le rayonnement thermique piégé, comme nous le verrons au Chapitre 4. L'étude des microcavités a en outre permis de proposer un nouveau type de capteurs optiques [44] constituant une alternative intéressante à ceux développés en espace libre [45,46].

Enfin, ce chapitre permet de présenter le formalisme des couches minces optiques et d'introduire ainsi les notations utiles pour le reste du manuscrit.

Ce chapitre s'organise de la façon suivante. Tout d'abord, le formalisme des couches minces et quelques concepts essentiels de l'optique électromagnétique, sont présentés dans la section 1.2, avant de décrire le formalisme des microcavités optiques en section 1.3. Pour ces deux parties, des exemples numériques simples sont à chaque fois donnés. Ensuite, la partie 1.4, qui est la plus importante du chapitre, présente la manière dont les microcavités optiques peuvent être optimisées dans le but de concevoir un substrat extrêmement sensible à des contaminants. Les structures obtenues dans cette section permettront en outre de confiner et d'exalter le rayonnement thermique (voir Chapitre 3). Enfin, en section 1.5, l'étude des modes guidés dans les microcavités jette les bases fondamentales pour l'étude du rayonnement thermique piégé (Chapitre 4).

1.2 Formalisme des couches minces optiques

1.2.1 Présentation générale

Cette thèse a pour objet d'étude les filtres interférentiels dont on veut déterminer le rayonnement thermique. L'objet de cette première partie est de présenter de manière succincte ces composants avant de décrire le formalisme utilisé pour étudier leurs réponses optiques (partie 1.2.2).

Ces filtres, étudiés depuis les années 50, sont des composants permettant de structurer temporellement et spatialement la lumière. Ainsi, lorsque le composant est éclairé par une illumination optique (provenant par exemple d'un laser ou d'une lampe), les faisceaux réfléchis et transmis possèdent des caractéristiques temporelles et spatiales particulières. Donnons quelques exemples simples. Un filtre anti-reflet permet d'annuler la réflexion air – verre ce qui est essentiel dans des systèmes optiques présentant un grand nombre de lentilles ou pour des lunettes de vue. A l'inverse, des miroirs peuvent être conçus avec des filtres interférentiels permettant d'obtenir une réflexion quasi-parfaite. De manière générale, tout système optique actuel possède des filtres interférentiels. Parmi eux [1] on trouve des filtres à bande étroite, des séparateurs, polariseurs, dichroïques, égaliseurs de gain, passe-haut, passe-bas, compresseurs d'impulsion etc...

Ces composants sont réalisés en empilant sur un substrat une succession de couches minces. La nature ondulatoire de la lumière, et plus particulièrement les phénomènes d'interférences entre les faisceaux réfléchis et transmis par les interfaces entre les couches, sont responsables de la structuration de la lumière. Les caractéristiques de l'empilement (choix des matériaux, agencement, épaisseurs des couches) varient grandement en fonction de la fonction optique recherchée (anti-reflet, miroir, etc...). On peut cependant donner des caractéristiques générales.

Premièrement, pour garantir les phénomènes d'interférences, les épaisseurs des couches doivent être de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde de l'illumination optique. Pour structurer la lumière visible, les épaisseurs des couches seront donc de l'ordre de la centaine de nanomètres, ce qui explique l'appellation couches minces (du point de vue de l'optique). Deuxièmement, les matériaux utilisés doivent être transparents pour garantir la propagation de la lumière dans le composant et donc là aussi le phénomène d'interférence. Les matériaux seront donc principalement des diélectriques faiblement absorbants comme notamment les oxydes (SiO_2 , Ta_2O_5 , Nb_2O_5 , HfO_2 , TiO_2 ...). Quelques composants particuliers pour des applications spécifiques peuvent contenir de fines couches métalliques suffisamment fines pour garantir une transmission notable. La plupart de ces multicouches sont constitués de 2 matériaux en couches minces, et sont généralement déposés sur un substrat (amorphe) de verre. Le verre est en effet le substrat majoritairement utilisé pour le filtrage de la lumière. Ce ne

sera cependant pas le cas dans le cadre des microcavités optiques que nous étudierons à partir de la section 1.3.

La Figure 1.1 présente une image d'un filtre en couches minces réalisé à l'institut Fresnel. A droite de l'image, une représentation schématique du filtre est fournie. D'après les paragraphes précédents, c'est donc une structure planaire multicouche déposée sur un substrat. Les notations, qui seront utilisées dans l'ensemble du manuscrit, sont les suivantes. L'espace est en 3 dimensions avec l'axe z normal aux interfaces du composant. Pour un milieu $n^\circ i$, on note son indice optique complexe $n_i = n'_i + jn''_i$ et son épaisseur e_i . Le superstrat (ou milieu incident) est le milieu 0 et le substrat le milieu s . On pourra par la suite désigner par milieux extrêmes, le superstrat et le substrat.

Précisons enfin que les matériaux utilisés seront, sauf mention contraire, supposés linéaires, homogènes, isotropes et non magnétiques.

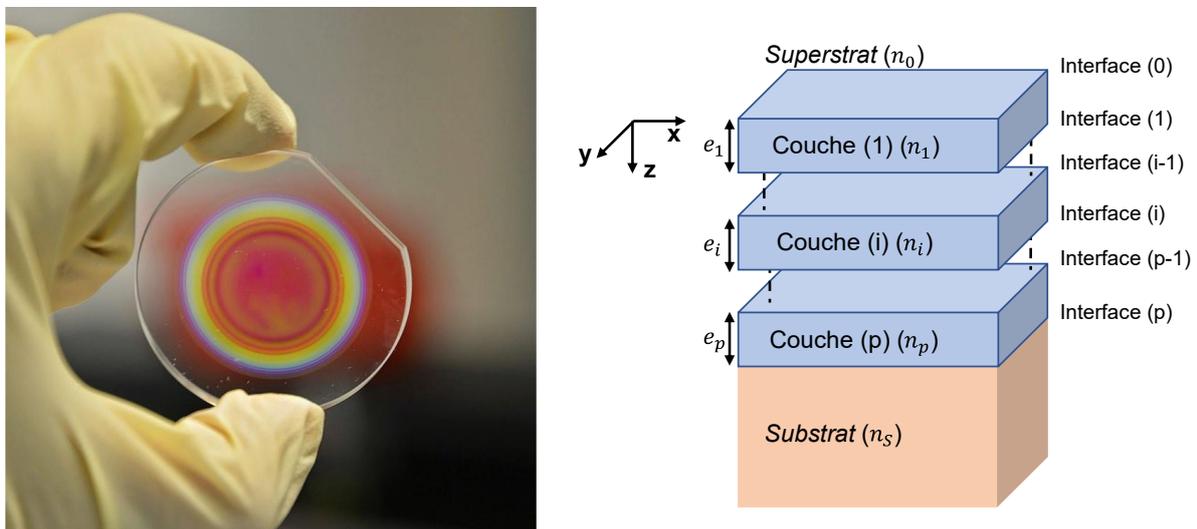


Figure 1.1 : Filtre en couches minces optiques. A gauche, image d'un filtre réalisé à l'Institut Fresnel (<https://www.fresnel.fr>) et à droite, représentation schématique du composant.

D'un point de vue technologique, les filtres en couches minces optiques sont réalisés en déposant les couches une par une sur un substrat. Le processus s'effectue sous vide dans une machine de dépôt (Figure 1.2), par différentes technologies (évaporation par canon à électrons, évaporation assistée par faisceau d'ions, double pulvérisation par faisceau d'ions, magnétron sputtering...). Ces technologies présentent chacune des avantages et des inconvénients [1,34] en fonction du temps de dépôt et de la qualité de contrôle des épaisseurs, de la compacité et planéité des couches, de l'uniformité de matière, ou des applications visées (tenue au flux maximale, diffusion et absorption minimales, contraintes mécaniques, vieillissement, adhésion et dureté...). L'amélioration des techniques de dépôts constitue un axe de recherche important auquel prend part de façon active l'Institut Fresnel (équipe RCMO).

Le contrôle précis des épaisseurs déposées joue un rôle essentiel dans les performances des filtres. Plusieurs systèmes in-situ sont utilisés pour ce contrôle. Les

meilleures performances sont généralement obtenues avec un contrôle optique polychromatique large-bande ; cela signifie qu'un faisceau de lumière traverse les filtres en cours de fabrication, et que la variation temporelle de la transmission de ce faisceau est analysée en temps réel pour connaître l'épaisseur déposée.

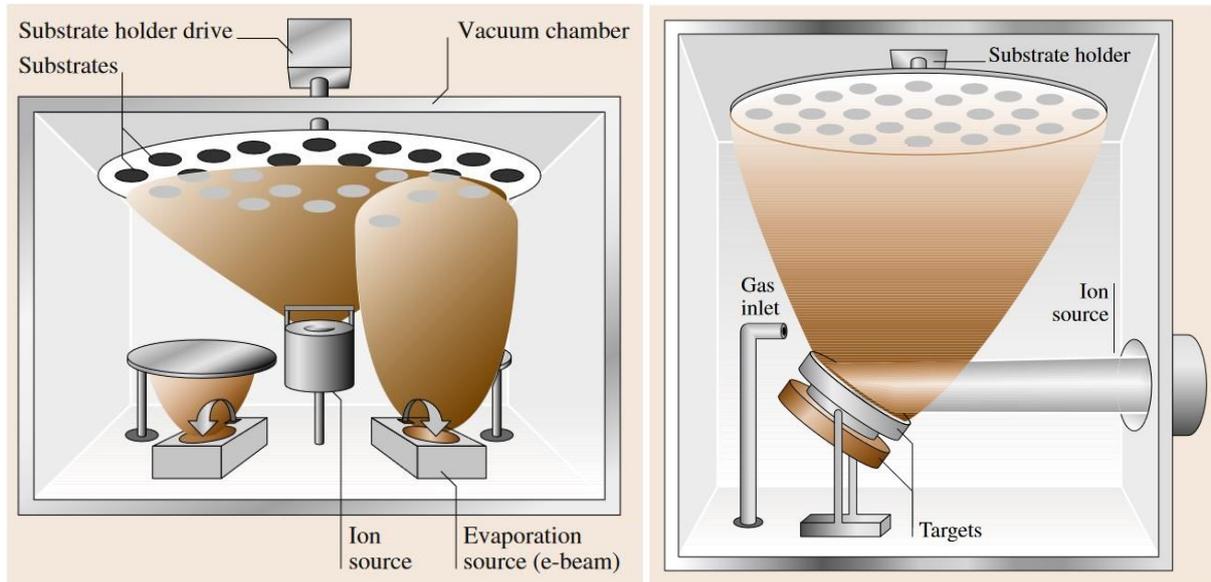


Figure 1.2 : A gauche, machine de dépôt par évaporation assistée par faisceau d'ions [34]. A droite, machine de dépôt par pulvérisation ionique [34].

Il est enfin important de rappeler que ces techniques de dépôts sont différentes de celles de la microélectronique ou de l'optronique, dans la mesure où, eu égard aux substrats amorphes utilisés, les matériaux fabriqués sont passifs. Toutefois, on sera amené à considérer, dans le cas des microcavités lumineuses (partie 1.3), des couches actives fabriquées sur substrat cristallin par des technologies spécifiques (croissance par épitaxie). La fabrication de ces couches actives ne constituant pas un axe de recherche à l'Institut Fresnel, une collaboration est en cours (projet ANR) avec le CHREA (Centre de Recherche sur l'Hétéro-Epitaxie et ses Applications).

La suite de cette partie consacrée aux couches minces se focalise sur la modélisation de la réponse optique en fonction des caractéristiques des filtres.

1.2.2 Optique électromagnétique des filtres interférentiels

Lorsque l'on éclaire un filtre en couches minces avec un faisceau de lumière provenant par exemple d'un laser, ce faisceau se décompose en un faisceau réfléchi et un faisceau transmis. Il faut rajouter à ce bilan d'énergie, les pertes optiques qui sont constituées de la diffusion et de l'absorption. L'objectif de cette partie est de rappeler le processus de calcul de filtres en couches minces, à savoir la détermination des faisceaux réfléchi et transmis ainsi que la connaissance du champ électromagnétique stationnaire qui s'établit dans le composant. Les données d'entrée de ce problème sont les caractéristiques du

faisceau incident et du filtre. En d'autres termes, il faut résoudre les équations de Maxwell dans ce système planaire multicouche, ce qui a été largement étudié dans plusieurs livres [1–3]. Nous nous contenterons ici de rappeler les résultats essentiels.

1.2.2.1 Décomposition du champ électromagnétique sous forme de paquets d'ondes spatiaux et temporels

Le champ électromagnétique est composé d'un champ électrique et d'un champ magnétique notés respectivement \vec{E} et \vec{H} . Ces champs dépendent de 4 variables : celles correspondant aux 3 dimensions de l'espace de la Figure 1.1, notées $(x, y, z) = (\vec{r}, z) = \vec{\rho}$ et la variable temporelle notée t . La modélisation utilisée dans cette thèse s'appuie sur la décomposition du champ électromagnétique sous la forme de paquets d'ondes spatiaux et temporels. Pour cela, on réalise une double Transformée de Fourier (TF) par rapport à la variable temporelle t et à la variable spatiale \vec{r} transverse aux interfaces. Pour le champ électrique, la première TF s'écrit :

$$\vec{E}(\vec{r}, z, f) = \int_t \vec{E}(\vec{r}, z, t) e^{j2\pi f t} dt \Leftrightarrow \vec{E}(\vec{r}, z, t) = \int_f \vec{E}(\vec{r}, z, f) e^{-j2\pi f t} df \quad (1.1)$$

avec f la fréquence temporelle, variable de Fourier conjuguée à t , et la seconde s'écrit :

$$\vec{E}(\vec{v}, z, f) = \int_{\vec{r}} \vec{E}(\vec{r}, z, f) e^{-j2\pi \vec{v} \cdot \vec{r}} d\vec{r} \Leftrightarrow \vec{E}(\vec{r}, z, f) = \int_{\vec{v}} \vec{E}(\vec{v}, z, f) e^{j2\pi \vec{v} \cdot \vec{r}} d\vec{v} \quad (1.2)$$

avec \vec{v} la fréquence spatiale, variable de Fourier conjuguée à \vec{r} .

La résolution des équations de Maxwell dans le deuxième plan de Fourier fait apparaître un champ progressif (suivant l'axe z) et rétrograde (suivant l'axe $-z$) que l'on écrira, dans le milieu $n^{\circ}i$, sous la forme suivante :

$$\vec{E}_i(\vec{v}, z, f) = \vec{E}_i^+(\vec{v}, z, f) + \vec{E}_i^-(\vec{v}, z, f) = \vec{A}_i^+(\vec{v}, f) e^{j\alpha_i(\nu, f)z} + \vec{A}_i^-(\vec{v}, f) e^{-j\alpha_i(\nu, f)z} \quad (1.3)$$

avec $\alpha_i^2 = k_i^2 - \sigma^2$, $k_i = 2\pi n_i / \lambda$, $\nu = |\vec{v}|$, $\sigma = 2\pi \nu$, λ la longueur d'onde et $j^2 = -1$.

Finalement, le champ électrique dans le milieu $n^{\circ}i$ peut s'écrire sous la forme de paquets spatiaux et temporels comme :

$$\vec{E}_i(\vec{r}, z, t) = \int_f \int_{\vec{v}} \left[\vec{A}_i^+(\vec{v}, f) e^{j\alpha_i(\nu, f)z} + \vec{A}_i^-(\vec{v}, f) e^{-j\alpha_i(\nu, f)z} \right] e^{j2\pi \vec{v} \cdot \vec{r}} e^{-j2\pi f t} d\vec{v} df \quad (1.4)$$

De la même manière, le champ magnétique peut s'écrire comme :

$$\vec{H}_i(\vec{r}, z, t) = \int_f \int_{\vec{v}} \left[\vec{B}_i^+(\vec{v}, f) e^{j\alpha_i(\nu, f)z} + \vec{B}_i^-(\vec{v}, f) e^{-j\alpha_i(\nu, f)z} \right] e^{j2\pi \vec{v} \cdot \vec{r}} e^{-j2\pi f t} d\vec{v} df \quad (1.5)$$

Les équations (1.4) et (1.5) montrent que le champ électromagnétique peut se décomposer en une somme de composantes élémentaires correspondant à des ondes monochromatiques monodirectionnelles. En effet, on peut écrire :

$$\vec{E}_i(\vec{r}, z, t) = \int_f \int_{\vec{v}} \left[\vec{A}_i^+(\vec{v}, f) e^{j\vec{\beta}_i^+(\vec{v}, f) \cdot \vec{\rho}} + \vec{A}_i^-(\vec{v}, f) e^{j\vec{\beta}_i^-(\vec{v}, f) \cdot \vec{\rho}} \right] e^{-j2\pi f t} d\vec{v} df \quad (1.6)$$

avec les vecteurs d'onde $\vec{\beta}_i^+(\vec{v}, f)$ et $\vec{\beta}_i^-(\vec{v}, f)$ définis comme :

$$\vec{\beta}_i^+(\vec{v}, f) = \begin{bmatrix} \sigma_x \\ \sigma_y \\ \alpha_i(v, f) \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad \vec{\beta}_i^-(\vec{v}, f) = \begin{bmatrix} \sigma_x \\ \sigma_y \\ -\alpha_i(v, f) \end{bmatrix} \quad (1.7)$$

La pulsation spatiale $\vec{\sigma}$ représente la composante tangentielle du vecteur d'onde tandis que la quantité α_i représente sa composante normale. On peut vérifier pour les milieux transparents que la norme des vecteurs d'onde correspond au nombre d'onde $k_i = 2\pi n_i / \lambda$ du milieu considéré. Dans le cas général on a $|\vec{\beta}_i|^2 = k_i^2$.

En milieu transparent, pour les basses fréquences spatiales, $\sigma < k_i$, la composante élémentaire s'identifie à une onde plane dans le milieu $n^o i$ et deux angles de propagation peuvent être définis :

$$\begin{cases} 0 \leq \sigma \leq k_i \Rightarrow \exists \theta_i, \sigma = k_i \sin \theta_i \quad \text{avec} \quad 0 \leq \theta_i \leq \frac{\pi}{2} \\ \vec{\sigma} \in \mathbb{R}^2, \exists \phi, \vec{\sigma} = \sigma (\cos \phi, \sin \phi) \quad \text{avec} \quad 0 \leq \phi \leq 2\pi \end{cases} \quad (1.8)$$

L'angle θ_i est appelé angle normal tandis que l'angle ϕ est l'angle polaire ou azimutal. La Figure 1.3 représente ces deux angles ainsi que les vecteurs d'onde.

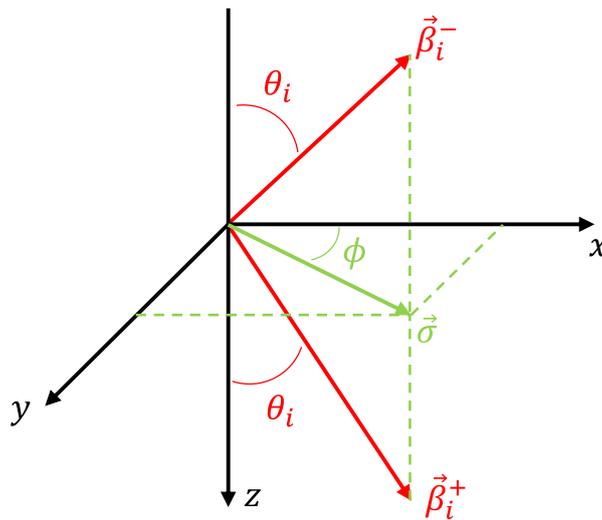


Figure 1.3: Représentation des deux angles (normal et polaire) définissant les vecteurs d'onde et la pulsation spatiale.

On peut remarquer qu'un angle θ_i peut être déterminé dans chaque milieu. Ainsi la pulsation spatiale σ est l'invariant de Snell-Descartes, éponyme aux lois bien connues donnant les angles de réfraction sur une interface plane :

$$\forall i \in \{0, \dots, p, s\}, \exists \theta_i, \sigma = k_i \sin \theta_i \Rightarrow k_0 \sin \theta_0 = k_1 \sin \theta_1 \Leftrightarrow n_0 \sin \theta_0 = n_1 \sin \theta_1 \quad (1.9)$$

Pour les hautes fréquences spatiales, $\sigma > k_i$, la composante élémentaire devient une onde évanescente. En effet dans ce cas-là, la quantité α_i est purement imaginaire imposant une décroissance du champ en $e^{-\alpha_i'' z}$ selon l'axe z . En milieu absorbant, la distinction reste valable avec une limite plus floue entre les deux régimes [2]. Le cas des modes sera analysé en partie 1.5.

La détermination des faisceaux réfléchis et transmis est ainsi réalisée de la manière suivante. On effectue tout d'abord le calcul pour chaque couple (σ, f) de fréquences spatiales et temporelles appartenant au faisceau incident. Rappelons que, d'après (1.9), ce couple correspond à un couple longueur d'onde - angle de propagation θ_0 dans le superstrat (ou milieu incident). Ces fréquences sont donc les données d'entrée du problème tout comme les caractéristiques du composant. Puis on effectue une reconstruction temporelle et spatiale des faisceaux à l'aide des équations (1.4) et (1.5). Remarquons ici que, dans une majorité des cas pratiques, le calcul s'effectue pour un seul couple de fréquences (faisceau supposé monochromatique et monodirectionnel).

1.2.2.2 Coefficient de réflexion et de transmission

On se place maintenant dans le cadre d'une onde plane monochromatique et monodirectionnelle éclairant un filtre interférentiel multicouche. On cherche à déterminer la réponse du filtre à cet éclairage.

Précisons tout d'abord que l'on se limitera aux composantes tangentielles des champs. Cela est justifié par le fait que le calcul du flux à travers une surface normale à l'axe z peut s'exprimer uniquement en fonction du champ tangentiel. De plus les composantes normales peuvent s'exprimer elles-aussi en fonction des composantes tangentielles.

Dans ces conditions, on définit les coefficients de réflexion et de transmission de la manière suivante :

$$r = \frac{A_0^-}{A_0^+} \quad \text{et} \quad t = \frac{A_s^+}{A_0^+} \quad (1.10)$$

avec A_0^+ , A_0^- et A_s^+ les amplitudes des champs électriques tangentiels respectivement incident, réfléchi et transmis de la Figure 1.4 qui reprend le schéma de la Figure 1.1 dans un cadre 2D.

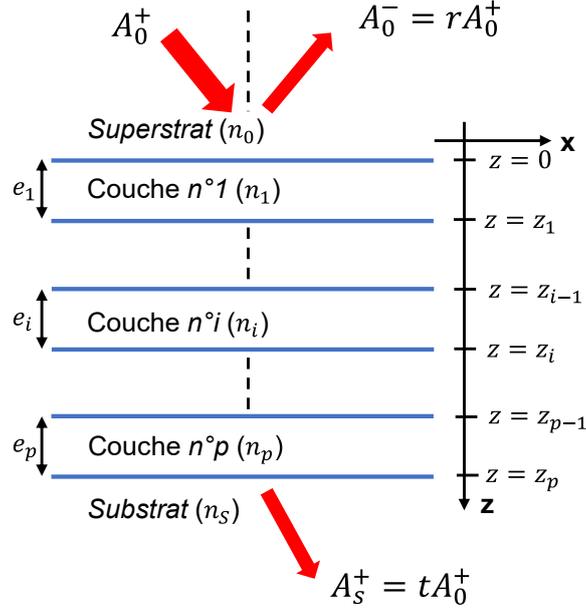


Figure 1.4 : Géométrie d'un filtre en couches minces optiques

Comme détaillé dans [2,3], ces grandeurs complexes s'expriment simplement à l'aide des notions d'indice effectif et d'admittance complexe qui seront définies en partie 1.2.2.3.

$$r = \frac{\tilde{n}_0 - Y_0}{\tilde{n}_0 + Y_0} \quad \text{et} \quad t = \frac{1 + r}{\prod_{i=1}^p \left[\cos \delta_i - j \frac{Y_i}{\tilde{n}_i} \sin \delta_i \right]} \quad (1.11)$$

où $\delta_i = \alpha_i e_i$, Y_i est l'admittance calculée sur l'interface $n^\circ i$ du composant et \tilde{n}_i est l'indice effectif du milieu $n^\circ i$.

Avant de donner le détail du calcul des quantités Y_i et \tilde{n}_i , il est intéressant d'exprimer la relation (1.10) du coefficient de réflexion dans le domaine temporel, soit après une double TF inverse. On obtient ainsi :

$$\vec{E}_0^-(\vec{r}, z = 0, t) = \check{r}(\vec{r}, t) *_{\vec{r}, t} \vec{E}_0^+(\vec{r}, z = 0, t) \quad (1.12)$$

où $*_{\vec{r}, t}$ désigne le produit de convolution sur les variables t et \vec{r} et

$$\check{r}(\vec{r}, t) = \int_f \int_{\vec{v}} r(\vec{v}, f) e^{j2\pi\vec{v}\cdot\vec{r}} e^{-j2\pi f t} d\vec{v} df \quad (1.13)$$

Le champ réfléchi s'exprime donc comme le produit de convolution temporel et spatial entre le champ incident et la double TF inverse du coefficient de réflexion. Cette dernière quantité peut être vue comme la fonction de transfert du filtre puisqu'elle traduit la réponse de ce dernier à une impulsion lumineuse représentée par une distribution de Dirac $\delta(\vec{r}, t)$, c'est-à-dire un faisceau lumineux infiniment étroit et court. La relation (1.12) démontre ainsi la capacité d'un filtre à réaliser un contrôle spatio-temporel de la lumière, par le biais de son coefficient de réflexion. Cette remarque rappelle tout l'intérêt des procédés de synthèse des empilements de couches minces.

1.2.2.3 Notion d'indice effectif et d'admittance complexe

Pour une onde plane monochromatique et monodirectionnelle, progressive ou rétrograde dans un milieu sans source, les champs électrique et magnétique tangentiels de cette onde, sont reliés à l'aide de la notion d'indice effectif [2,3], noté \tilde{n}_i pour le milieu $n^{\circ}i$, de la manière suivante :

$$\begin{aligned}\vec{B}_i^+ &= \tilde{n}_i \vec{z} \wedge \vec{A}_i^+ \\ \vec{B}_i^- &= -\tilde{n}_i \vec{z} \wedge \vec{A}_i^-\end{aligned}\quad (1.14)$$

L'indice effectif dépend de la polarisation de l'onde considérée. Ainsi, on obtient :

$$\tilde{n}_i = \begin{cases} \frac{1}{\eta_0 \mu_{r,i}} \frac{\alpha_i}{k_i} n_i & \text{en polarisation TE (ou S)} \\ \frac{1}{\eta_0 \mu_{r,i}} \frac{k_i}{\alpha_i} n_i & \text{en polarisation TM (ou P)} \end{cases}\quad (1.15)$$

avec $\eta_0 = \mu_0/\epsilon_0$ l'impédance du vide et $\mu_{r,i}$ la perméabilité relative du milieu $n^{\circ}i$.

L'onde électromagnétique dans le volume d'une couche prend une forme légèrement différente ; elle est la somme d'une onde rétrograde et d'une onde progressive, appelée onde stationnaire. Une relation similaire à l'équation (1.14) existe alors avec la notion d'admittance complexe [2,3], notée Y_i , qui remplace l'indice effectif \tilde{n}_i . Ainsi :

$$\vec{H}_i(\vec{v}, z, f) = Y_i(\vec{v}, z, f) \vec{z} \wedge \vec{E}_i(\vec{v}, z, f)\quad (1.16)$$

A la différence de l'indice effectif, l'admittance complexe dépend de l'altitude z dans la couche. Généralement, cette quantité est déterminée aux interfaces du composant, de sorte que l'on notera $Y_i(z_i) = Y_i$ et $Y_i(z_{i-1}) = Y_{i-1}$. Sous réserve que les milieux soient sans sources, les admittances aux interfaces peuvent être calculées par récurrence à partir de la dernière (celle du substrat en tant que milieu extrême) où l'admittance s'identifie à l'indice effectif du substrat. En effet, par définition, dans un milieu possédant une seule onde (progressive ou rétrograde) comme le substrat, l'admittance s'identifie à l'indice effectif et ne dépend plus de z . La relation de récurrence est la suivante :

$$\begin{cases} Y_p & = \tilde{n}_s \\ \forall i \in \{1, \dots, p\}, Y_{i-1} & = \frac{Y_i \cos \delta_i - j \tilde{n}_i \sin \delta_i}{\cos \delta_i - j \frac{Y_i}{\tilde{n}_i} \sin \delta_i} \end{cases}\quad (1.17)$$

où $\delta_i = \alpha_i e_i$ et $j^2 = -1$.

Nous terminerons cette partie en présentant les admittances calculées à partir du superstrat, notées Y' , qui seront largement utilisées par la suite. Dans le cas où seul un faisceau rétrograde est présent dans le superstrat, l'admittance sur la première interface s'identifie à l'opposé de l'indice effectif du superstrat. Ce cas arrive lorsque l'on considère

une microcavité optique (partie 1.3) ou un éclairage arrivant du côté du substrat. La relation de récurrence est alors :

$$\left\{ \begin{array}{l} Y'_0 = -\tilde{n}_0 \\ \forall i \in \{1, \dots, p\}, Y'_i = \frac{Y'_{i-1} \cos \delta_i + j \tilde{n}_i \sin \delta_i}{\cos \delta_i + j \frac{Y'_{i-1}}{\tilde{n}_i} \sin \delta_i} \end{array} \right. \quad (1.18)$$

1.2.2.4 Champ électromagnétique dans la structure

Les outils des admittances complexes permettent de déterminer le champ électrique qui s'établit dans le composant lorsque ce dernier est soumis à une illumination optique. En effet, il existe une relation de récurrence entre les champs tangentiels aux interfaces. La connaissance des champs sur la première interface et la dernière, fournie par les coefficients de réflexion et de transmission, permettent d'initialiser la récurrence. On a ainsi deux types de relations :

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{E}_p = t \vec{A}_0^+ \\ \forall i \in \{1, \dots, p\}, \vec{E}_{i-1} = \left(\cos \delta_i - j \frac{Y_i}{\tilde{n}_i} \sin \delta_i \right) \vec{E}_i \end{array} \right. \quad (1.19)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{E}_0 = (1+r) \vec{A}_0^+ \\ \forall i \in \{1, \dots, p\}, \vec{E}_i = \left(\cos \delta_i + j \frac{Y_{i-1}}{\tilde{n}_i} \sin \delta_i \right) \vec{E}_{i-1} \end{array} \right. \quad (1.20)$$

On rappelle que les champs considérés sont tangentiels aux interfaces ce qui garantit leurs continuités dans le composant en l'absence de sources. A ce stade on peut accéder à la description complète du composant multicouche sous éclairage arbitraire (continu, pulsé, structuré...).

1.2.3 Quelques exemples

La résolution du problème inverse, ou la synthèse du composant pour obtenir un gabarit recherché, constitue un axe de recherche important depuis de nombreuses années. On utilise généralement pour cela des empilements dits quart d'onde constitués de 2 matériaux. Cela signifie que chacune des épaisseurs optiques des couches est égale à un multiple entier du quart d'une même longueur d'onde λ_0 , dite de design ou de centrage. On notera que pour cette longueur d'onde particulière λ_0 , les équations donnant la réponse optique du filtre se simplifient considérablement. En effet, le déphasage δ_i induit par chaque couche vaut $\pi/2$.

Nous allons ici présenter quelques composants réalisant des fonctions optiques particulières. Ils sont constitués d'une succession de couches haut indice, notées H d'indice optique n_H et d'épaisseur physique e_H , et de couches bas indice, notées L d'indice optique n_L et d'épaisseur physique e_L . On a donc $n_H > n_L$. Ces couches sont quart d'onde

et matchées à (λ^0, θ_0^0) , ce qui veut dire qu'elles induisent un déphasage de $\pi/2$ pour ce couple longueur d'onde – angle d'incidence particulier. Les épaisseurs physiques des couches sont ainsi déterminées à l'aide de la relation suivante :

$$\delta_{H/L} = \frac{\pi}{2} \Leftrightarrow \alpha_{H/L} e_{H/L} = \frac{\pi}{2} \Leftrightarrow e_{H/L} = \frac{\lambda^0}{4} \frac{1}{\sqrt{n_{H/L}^2 - n_0^2 \sin^2 \theta_0^0}} \quad (1.21)$$

Le premier composant étudié est un miroir multi-diélectrique de formule suivante :

$$\text{Superstrat} - L(HL)^q - \text{Substrat} \quad (1.22)$$

Les couches sont matchées à $(\lambda^0, \theta_0^0) = (532 \text{ nm}, 0^\circ)$. Les matériaux utilisés sont du Nb_2O_5 pour la couche haut indice ($n_H = 2.25$) et du SiO_2 ($n_L = 1.45$) pour la couche bas indice, deux matériaux couramment utilisés dans le domaine. Ils sont supposés transparents ($n_L'' = n_H'' = 0$). Elles sont déposées sur un substrat de verre ($n_s = 1.52$). On choisit $q = 6$, ce qui donne un nombre de couches de $p = 2q + 1 = 13$. La dispersion des indices avec la longueur d'onde est ici négligée.

La Figure 1.5 représente le coefficient de réflexion en énergie $R = |r|^2$ en fonction de la longueur d'onde d'illumination et de l'angle d'incidence. En outre, le formalisme présenté en partie 1.2.2, permet de prendre en compte la polarisation de l'onde incidente. On a donc tracé sur la Figure 1.5 b) deux courbes correspondant aux 2 polarisations TE et TM.

On remarque que le composant réfléchit bien la lumière autour de (λ^0, θ_0^0) comme attendu. En polarisation TM, il existe un angle où la réflexion est minimale, de façon analogue à l'angle Brewster [1–3] d'un dioptre nu.

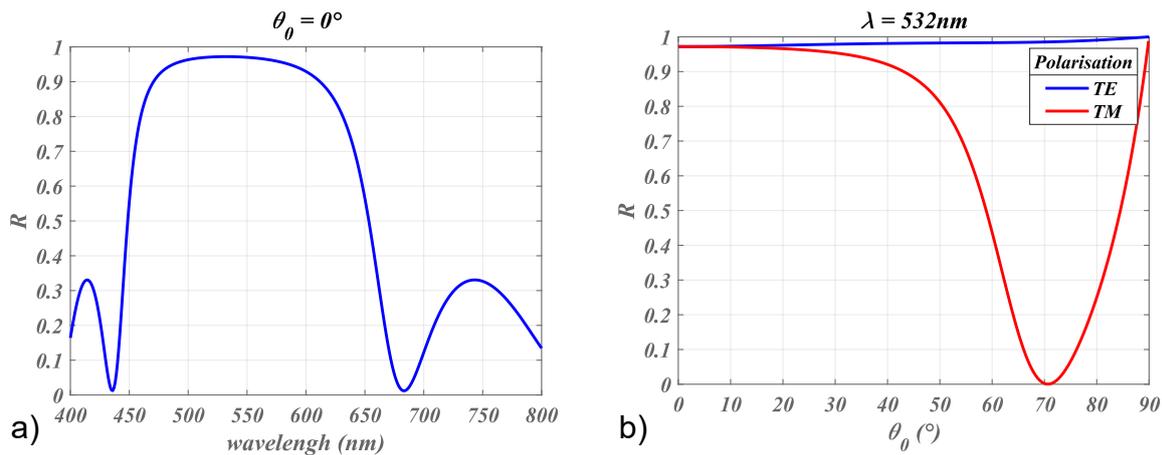


Figure 1.5: Coefficient de réflexion en énergie d'un miroir multi-diélectrique en fonction de a) la longueur d'onde d'illumination et b) l'angle d'incidence. Miroir matché à $(532 \text{ nm}, 0^\circ)$. La dispersion d'indice n'est pas prise en compte.

Un deuxième type de composant bien connu est le filtre Fabry-Perot. Ce filtre est constitué de deux miroirs entourant une cavité. Il permet de sélectionner un couple

longueur d'onde – angle d'incidence déterminé par les deux miroirs. A titre d'exemple, on reprend le miroir développé précédemment et l'on dépose sur ce dernier le même composant. On obtient ainsi la formule suivante :

$$\text{Superstrat} - (LH)^q 2L(HL)^q - \text{Substrat} \quad \text{avec} \quad q = 6 \quad (1.23)$$

Ce composant est donc constitué d'une cavité $2L$ et de deux miroirs $(HL)^6$. On remarque que la cavité est demi-onde. On trace sur la Figure 1.6 le coefficient de réflexion en énergie en fonction de la longueur d'onde et de l'angle d'incidence. On obtient bien un filtre pour le couple $(532 \text{ nm}, 0^\circ)$.

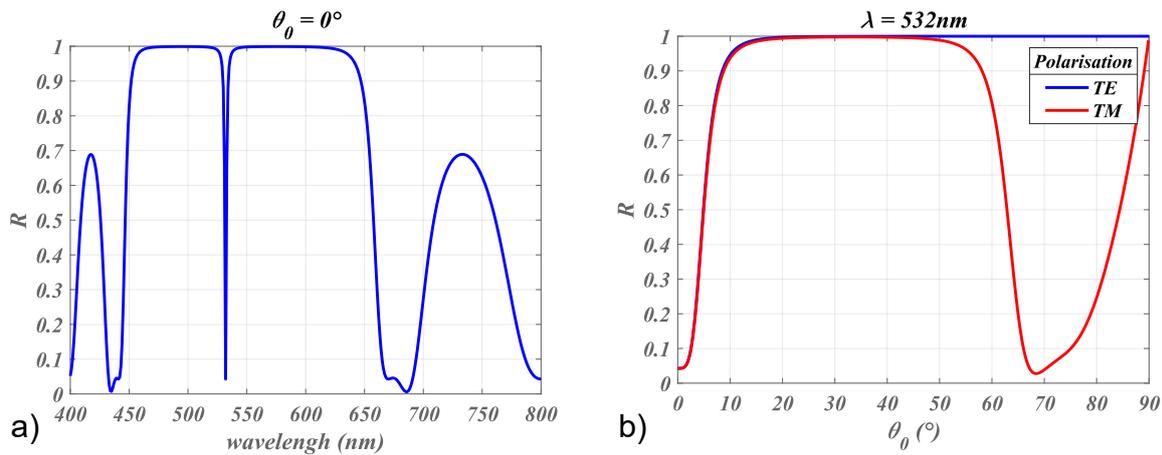


Figure 1.6: Coefficient de réflexion en énergie d'un Fabry-Perot en fonction de a) la longueur d'onde d'illumination et b) l'angle d'incidence. Filtre matché à $(532 \text{ nm}, 0^\circ)$.

Le formalisme des couches minces optiques permet aussi de calculer le champ électrique qui s'établit dans la structure (relations (1.19) et (1.20)). On trace ainsi sur la Figure 1.7 l'intensité du champ électrique, en polarisation TE, qui s'établit dans le miroir et le Fabry-Perot lorsque ces derniers sont soumis à une illumination $(\lambda, \theta_0) = (532 \text{ nm}, 0^\circ)$. Sur la Figure 1.7, l'altitude $z = 0$ correspond à la première interface des composants (entre l'air et la première couche). Les interfaces entre les couches sont représentées par des lignes noires verticales. L'amplitude de l'illumination A_0^+ est supposée unitaire, de sorte que les courbes donnent l'exaltation du champ dans la structure (facteur 4 pour le miroir et facteur 134 pour le Fabry-Perot). L'exaltation a lieu dans la première couche du miroir et dans la cavité du Fabry-Perot.

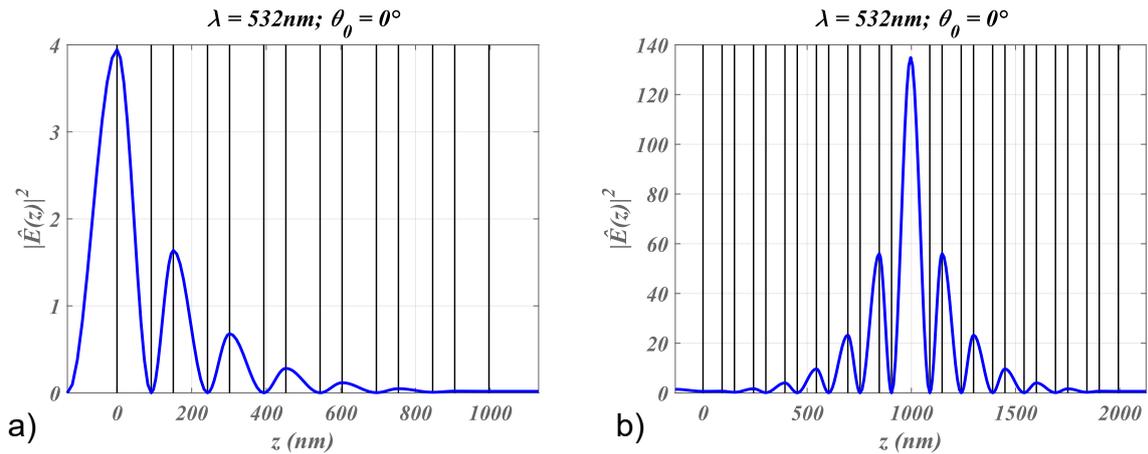


Figure 1.7 : a) Intensité du champ électrique $|\hat{E}|^2$ en fonction de l'altitude dans le miroir de la Figure 1.5. b) Intensité du champ pour le Fabry-Pérot de la Figure 1.6. Courbes tracées à $(\lambda, \theta_0) = (532 \text{ nm}, 0^\circ)$ et pour une amplitude de l'onde incidente unitaire. Polarisation TE.

1.3 Formalisme des microcavités optiques

1.3.1 Présentation générale

Comme nous le verrons par la suite, les sources du rayonnement thermique peuvent être modélisées par des courants électromagnétiques situés dans les couches minces. Dans un objectif de contrôle du rayonnement thermique, il nous a semblé intéressant d'étudier en amont comment se comporte le champ électromagnétique généré par un courant dont l'expression analytique est la plus simple possible. Ainsi, nous allons nous attarder sur les composants multicouches où la source lumineuse n'est pas située à l'infini comme précédemment, mais à l'intérieur même de la structure. On parle ici du domaine des microcavités optiques, largement étudié au début des années 2000 [2,25,26,35–43].

Une microcavité optique est donc un composant multicouche possédant une distribution de courants électriques. Ils permettent de tenir compte de la présence d'une couche luminescente activée électriquement ou optiquement. Comme déjà signalé, d'un point de vue technologique, cette couche active, ainsi que l'ensemble du composant, doit être fabriquée en utilisant des techniques de croissance par épitaxie sur substrat cristallin, en opposition aux couches minces amorphes fabriquées sur substrat de verre.

Dans ce chapitre seules les microcavités présentant des courants surfaciques seront analysées. En effet, même si les sources du rayonnement thermique sont volumiques, les calculs sont grandement simplifiés dans le cadre surfacique et l'impact de la structure sur le champ rayonné reste, à quelques exceptions près, similaire. Cette approche permettra de mettre en évidence quelques premiers résultats (exaltation, inhibition, contrôle de luminescence), même si un calcul exact volumique sera effectué dans le cas du rayonnement thermique. On raisonnera donc sur la structure de la Figure 1.8 avec sur

chaque interface un courant électrique noté \vec{J}_i . Sauf mention contraire, les matériaux seront de plus supposés transparents ($n'' = 0$)

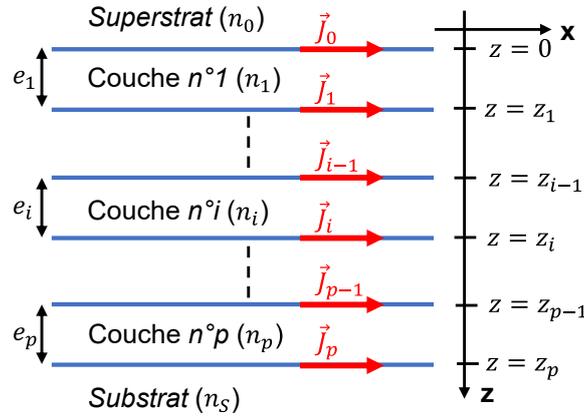


Figure 1.8: Géométrie d'une microcavité optique. Les courants électriques \vec{J}_i sont surfaciques.

Précisons enfin que la modélisation de microcavités avec des courants magnétiques a aussi été effectuée dans [2] mais ne sera pas ici considérée.

1.3.2 Champ électrique rayonné par une distribution de courant surfacique

Considérons le cas où un seul courant est présent dans la structure sur l'interface n^oi . L'objectif est de déterminer l'expression du champ électrique généré par ce courant. Pour cela, on utilise la relation de discontinuité du champ magnétique qui s'écrit dans le deuxième plan de Fourier comme :

$$\vec{z} \wedge (\vec{H}_i - \vec{H}'_i) = \vec{J}_i \quad (1.24)$$

avec $\vec{H}_i = \vec{H}_{i+1}(z_i)$ et $\vec{H}'_i = \vec{H}'_i(z_i)$ le champ magnétique de part et d'autre de l'interface n^oi . Le produit vectoriel est noté \wedge . On note que le courant est nécessairement tangential. Les champs considérés par la suite le sont également.

On utilise ensuite les admittances complexes pour relier le champ magnétique au champ électrique (relation (1.16)), ce qui donne :

$$\vec{E}_i = -\frac{\vec{J}_i}{\Delta Y_i} \quad (1.25)$$

avec $\Delta Y_i = Y_i - Y'_i$ la différence entre l'admittance calculée à partir du substrat et celle calculée à partir du superstrat (voir partie 1.2.2.3). Il s'agit en fait de la différence entre les admittances prises de chaque côté de l'interface supportant le courant, et correspondant à chacun des 2 sous-empilements séparés par cette interface. La relation

(1.25) donne ainsi le champ à l'interface $n^o i$ créé par un courant électrique positionné sur cette même interface.

Ce champ de la relation (1.25) est ensuite noté \vec{E}_{ii} . Le premier indice correspond à la position du courant et le deuxième à la position du champ généré par ce courant. Pour connaître le champ à une position j différente de celle du courant, on peut utiliser les relations (1.19) et (1.20). On obtient ainsi :

$$\forall i, j \in \{0, \dots, p\}, \begin{cases} \vec{E}_{ij} = C_{ij} \vec{E}_{ii} & \text{si } j > i \\ \vec{E}_{ij} = C'_{ij} \vec{E}_{ii} & \text{si } j < i \end{cases} \quad (1.26)$$

avec :

$$\begin{cases} C_{ij} = \prod_{k=i+1}^j \frac{1}{\cos \delta_k - j \frac{Y_k}{\tilde{n}_k} \sin \delta_k} \\ C'_{ij} = \prod_{k=j+1}^i \frac{1}{\cos \delta_k + j \frac{Y'_{k-1}}{\tilde{n}_k} \sin \delta_k} \end{cases} \quad (1.27)$$

Ces coefficients C_{ij} et C'_{ij} correspondent à une traversée des sous empilements limités par les interfaces i et j , dans un sens progressif ou rétrograde.

Enfin, dans le cas où plusieurs courants sont présents dans la structure, le théorème de superposition permet d'écrire le champ total sur une interface comme la somme des champs générés par chacun des courants. Ainsi :

$$\vec{E}_i = \sum_{j=0}^p \vec{E}_{ij} \quad (1.28)$$

1.3.3 Bilan d'énergie : puissance et flux

L'objectif de cette partie est de réaliser le bilan d'énergie associé à une microcavité. Cela permet de déterminer les diagrammes de rayonnement qui peuvent être mesurés par un détecteur situé dans les milieux extrêmes (superstrat et substrat). Cela permet en outre de déterminer la quantité d'énergie piégée, c'est-à-dire qui peut rester à l'intérieur de la structure et peut se propager sous forme de modes guidés (voir partie 1.5).

Pour une source de champ électromagnétique située dans un domaine Ω entouré par une surface Σ , le bilan d'énergie s'écrit classiquement [2] :

$$F = \Phi + A \quad (1.29)$$

avec F la puissance fournie par la source dans le domaine Ω , Φ le flux traversant la surface Σ et A l'absorption du domaine. On notera que la surface Σ est orientée vers l'extérieur.

Pour une microcavité, le flux peut se décomposer entre celui dans le superstrat et celui dans le substrat, notés respectivement Φ_0 et Φ_s . Ces flux sont calculés à travers une surface infinie, normale à l'axe z , et située dans le superstrat ou le substrat.

Finalement, en régime monochromatique, le bilan d'énergie s'exprime en termes de densités spectrales de la façon suivante [2] :

$$\begin{cases} \frac{\partial F}{\partial \vec{v}} &= -\sum_{i=0}^p \frac{1}{2} \Re \{ \vec{E}_{ii} \cdot \vec{J}_i^* \} &= \sum_{i=0}^p \frac{1}{2} \Re \left\{ \frac{1}{\Delta Y_i} \right\} |\vec{J}_i|^2 \\ \frac{\partial \Phi_0}{\partial \vec{v}} &= \frac{1}{2} \Re \{ \tilde{n}_0 \} |\vec{E}_0|^2 &= \sum_{i=0}^p \frac{1}{2} \Re \{ \tilde{n}_0 \} \frac{|C'_{i0}|^2}{|\Delta Y_i|^2} |\vec{J}_i|^2 \\ \frac{\partial \Phi_s}{\partial \vec{v}} &= \frac{1}{2} \Re \{ \tilde{n}_0 \} |\vec{E}_s|^2 &= \sum_{i=0}^p \frac{1}{2} \Re \{ \tilde{n}_s \} \frac{|C_{ip}|^2}{|\Delta Y_i|^2} |\vec{J}_i|^2 \end{cases} \quad (1.30)$$

où la relation (1.25) a été utilisée pour relier les champs aux courants. Pour rappel [2], les quantités $\frac{\partial F}{\partial \vec{v}}$ et $\frac{\partial \Phi}{\partial \vec{v}}$ sont des densités spectrales de puissance et de flux, par unité de fréquence temporelle et de fréquence spatiale. A ce stade seule apparaît la fréquence spatiale, car la fréquence temporelle est omise dans les notations. Il est également important de rappeler que pour établir (1.30), une hypothèse de faible couplage a été réalisée, c'est-à-dire que l'on suppose que les courants n'interfèrent pas entre eux, et que ces courants n'interagissent pas avec les champs qu'ils génèrent. Une modélisation complète sans cette hypothèse peut être trouvée dans [26].

Nous finirons cette partie avec les grandeurs d'intérêt liées à la photométrie, c'est-à-dire mesurables par un détecteur. Pour cela on effectue un premier changement de variable :

$$(\nu_x, \nu_y) \rightarrow (\nu, \phi) \quad \text{avec } \nu = |\vec{\nu}| \text{ et } \phi \text{ l'angle polaire (Figure 1.3)} \quad (1.31)$$

On obtient ainsi les densités spectrales de flux et de puissance par unité d'angle polaire définies comme :

$$\begin{cases} \frac{\partial F}{\partial \nu \partial \phi} &= \sum_{i=0}^p \frac{1}{2} \nu \Re \left\{ \frac{1}{\Delta Y_i} \right\} |\vec{J}_i|^2 \\ \frac{\partial \Phi_0}{\partial \nu \partial \phi} &= \sum_{i=0}^p \frac{1}{2} \nu \Re \{ \tilde{n}_0 \} \frac{|C'_{i0}|^2}{|\Delta Y_i|^2} |\vec{J}_i|^2 \\ \frac{\partial \Phi_s}{\partial \nu \partial \phi} &= \sum_{i=0}^p \frac{1}{2} \nu \Re \{ \tilde{n}_s \} \frac{|C_{ip}|^2}{|\Delta Y_i|^2} |\vec{J}_i|^2 \end{cases} \quad (1.32)$$

Dans le cas d'ondes planes se propageant dans le superstrat ($\sigma < k_0$) on peut réaliser un deuxième changement de variable :

$$v = \frac{k_0}{2\pi} \sin \theta_0 \Rightarrow dv = \frac{k_0}{2\pi} \cos \theta_0 d\theta_0 \quad (1.33)$$

or :

$$vdvd\phi = \frac{k_0^2}{4\pi^2} \cos \theta_0 \sin \theta_0 d\theta_0 d\phi = \frac{k_0^2}{4\pi^2} \cos \theta_0 d\Omega_0 \quad (1.34)$$

avec Ω_0 l'angle solide dans le superstrat. Un raisonnement similaire peut être fait dans le substrat. On obtient ainsi les densités de flux par unité d'angle solide (aussi appelées intensités électromagnétiques) qui sont les quantités mesurables par un détecteur.

$$\begin{cases} \frac{d\Phi_0}{d\Omega_0} = \sum_{i=0}^p \frac{1}{2} \frac{k_0^2}{4\pi^2} \cos \theta_0 \Re\{\tilde{n}_0\} \frac{|C'_{i0}|^2}{|\Delta Y_i|^2} |\vec{J}_i|^2 \\ \frac{d\Phi_s}{d\Omega_s} = \sum_{i=0}^p \frac{1}{2} \frac{k_s^2}{4\pi^2} \cos \theta_s \Re\{\tilde{n}_s\} \frac{|C_{ip}|^2}{|\Delta Y_i|^2} |\vec{J}_i|^2 \end{cases} \quad (1.35)$$

1.3.4 Quelques exemples

Nous présentons ici quelques exemples simples de microcavités en polarisation TE. On commence par la structure la plus simple possible à savoir une fine couche de matériau diélectrique haut indice de 1 nm d'épaisseur située entre un substrat et un superstrat d'air. Le courant surfacique est positionné au milieu de la couche. Même si cette configuration est peu réaliste, elle permettra de fixer les idées et d'analyser le comportement des autres structures par rapport à cette monocouche.

On trace sur la Figure 1.9 le diagramme angulaire, dans les milieux extrêmes, de la densité de flux par unité d'angle solide à 532 nm en polarisation TE. Le courant est ici de module unité pour toutes les fréquences spatiales et temporelles. Les courbes tracées correspondent aux relations (1.35). Cette microcavité rayonne de manière lambertienne à travers les milieux extrêmes.

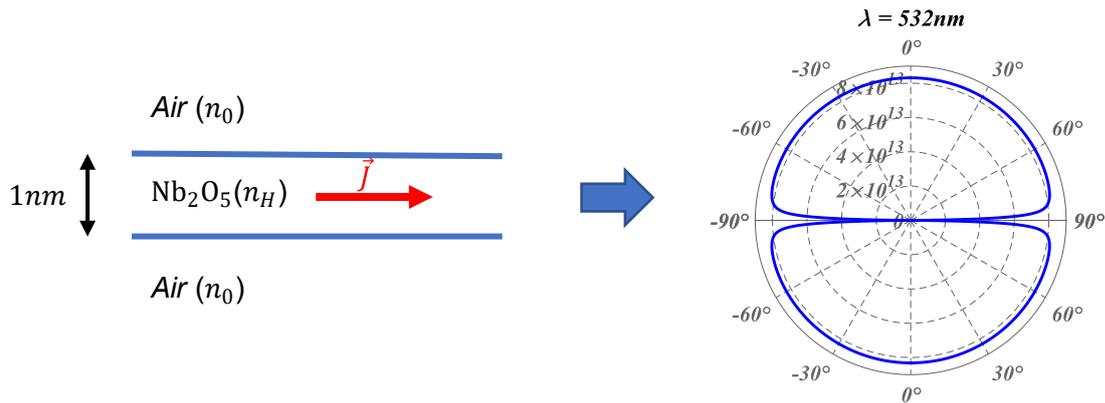


Figure 1.9: Microcavité de référence composée d'une couche haut indice de 1nm entourée d'air. Le courant est unitaire $|\vec{J}| = 1$ et positionné au milieu de la cavité. A droite, diagramme angulaire de rayonnement à 532nm . Polarisation TE.

Reprenons ensuite le miroir multi-diélectrique de la Figure 1.5. On dispose un courant électrique unitaire sur son interface supérieure et on trace le diagramme de rayonnement angulaire sur la Figure 1.10 à l'aide des relations (1.35). Le diagramme est normalisé à chaque angle normal par celui de la microcavité précédente (Figure 1.9).

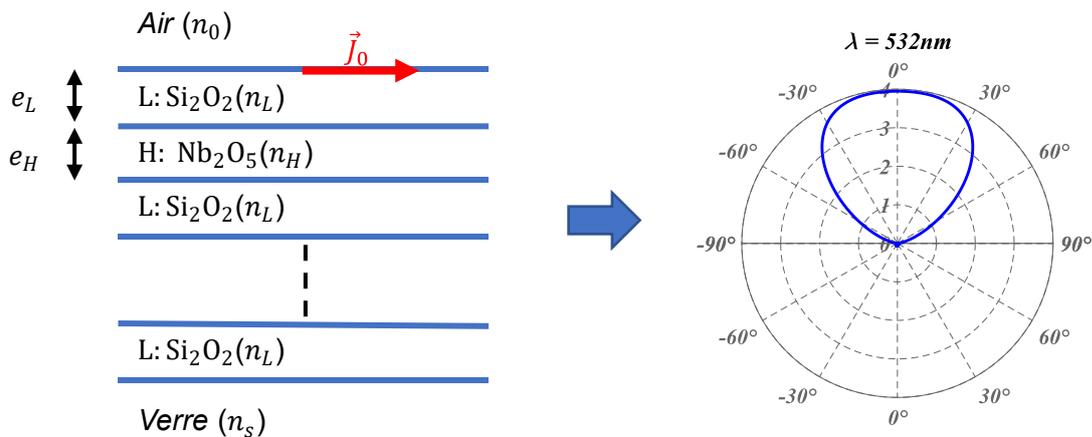


Figure 1.10 : Microcavité composée du miroir de la Figure 1.5 avec un courant surfacique unitaire positionné sur la première interface. A droite, diagramme angulaire de rayonnement à 532nm et normalisé par celui de la Figure 1.9. Polarisation TE.

Cette microcavité formée d'un miroir permet donc une exaltation modeste du rayonnement d'un facteur 4. Elle annule aussi le rayonnement dans le substrat. Cet exemple rappelle qu'un composant planaire multicouche modifie largement le rayonnement d'un courant électrique. La suite du chapitre est consacrée à l'optimisation des microcavités de manière à obtenir un diagramme de rayonnement permettant de concevoir un capteur optique. Il s'agira en fait d'obtenir des exaltations géantes du rayonnement à des fréquences spatiales ou temporelles particulières, imposées au préalable.

1.4 Optimisation des microcavités pour capteurs optiques et micro-sources

Une idée courante pour concevoir un capteur optique consiste à générer une forte exaltation du champ électromagnétique dans un milieu sujet à contamination. Comme pour toute résonance, l'exaltation est accompagnée d'une grande instabilité, laquelle confère une sensibilité aigüe à toute variation de l'environnement (contaminants, température...) ou de la structure. L'objectif de cette partie est de présenter une méthode analytique permettant d'optimiser les microcavités présentées en section 1.3, dans le but de concevoir un substrat extrêmement sensible aux contaminations. Ce processus permet d'imaginer un nouveau type de capteurs optiques en microcavités, qui constitue une alternative intéressante aux capteurs multi-diélectriques basés sur une illumination en espace libre. On signalera que ces derniers constituaient déjà une première alternative [45] aux capteurs plasmoniques (mettant en jeu de fines couches métalliques). Les structures développées dans cette partie seront en outre utilisées pour exalter le rayonnement thermique (voir Chapitre 3). Enfin, précisons que les principaux résultats de cette partie ont été publiés dans [44].

1.4.1 Introduction

Dans le domaine des capteurs optiques [47–49], d'importants progrès ont été réalisés ces dernières années, notamment grâce aux études sur les exaltations géantes du champ électromagnétique [50–55]. Dans ce contexte une méthode analytique a été proposée à l'Institut Fresnel dans le but d'obtenir des exaltations géantes dans des filtres en couches minces. Cette méthode s'appuie sur le concept de couche à admittance nulle (Zero Admittance Layer ou ZAL) [27] et a permis de proposer un capteur extrêmement sensible lors de la thèse de Dikai Niu [45,46]. Ce capteur est constitué d'un empilement de couches minces possédant une ZAL et déposé sur un prisme de verre, pour un fonctionnement en réflexion totale interne (TIR). La détection de contaminants présents dans le substrat est réalisée en éclairant le composant au travers du prisme et en analysant la déformation spatiale du faisceau réfléchi. Notons que, contrairement au formalisme classique des couches minces présenté en section 1.2, le superstrat est ici constitué de verre (et non d'air) et le substrat d'air (et non de verre).

Le capteur est illustré en Figure 1.11 (gauche). Il est important de signaler que le fonctionnement de ce capteur n'est pas basé sur l'évolution spatiale ou spectrale de pics d'absorption, comme c'est le cas pour les composants plasmoniques. Les effets ohmiques sont en effet négligeables pour ces matériaux diélectriques dont l'indice imaginaire est proche de quelques 10^{-6} dans le visible. C'est par ailleurs cette propriété qui permet d'atteindre des exaltations très importantes (plusieurs décades), inversement proportionnelles à l'indice imaginaire des matériaux. En contrepartie, compte tenu du fait que la réflexion r est toujours de module unité, la détection doit s'opérer par une mesure

de phase (changement de signe de r à la résonance), ou de diffusion (exaltation à la résonance), ou de la modification de la forme spatiale du faisceau réfléchi. C'est cette dernière technique qui a été retenue.

Ces capteurs multi-diélectriques de l'espace libre, bien que très performants, possèdent plusieurs contraintes qui induisent une taille, une complexité et un coût importants. En effet ils nécessitent de savoir parfaitement contrôler et stabiliser l'illumination (une fraction de milliradian pour la divergence et une dizaine de picomètres pour la largeur du faisceau). Par ailleurs, le processus de détection, qui consiste à observer sur une matrice CCD la forme et l'évolution d'une frange sombre dans le faisceau réfléchi (Figure 1.11), demande beaucoup de vigilance.

Dans le but de réduire ces problèmes et de simplifier les capteurs, on propose ici une alternative en enlevant à la fois l'illumination et la détection précédente, au moyen d'un capteur en microcavité. Ainsi, l'illumination est remplacée par la présence d'une couche luminescente (activée électriquement ou optiquement) qui sera modélisée, comme précédemment, par un courant électrique surfacique. La matrice CCD est quant à elle remplacée par un spectrophotomètre analysant le spectre du faisceau émis par le composant, après collection par une fibre optique. Ce nouveau type de capteur est présenté à droite sur la Figure 1.11.

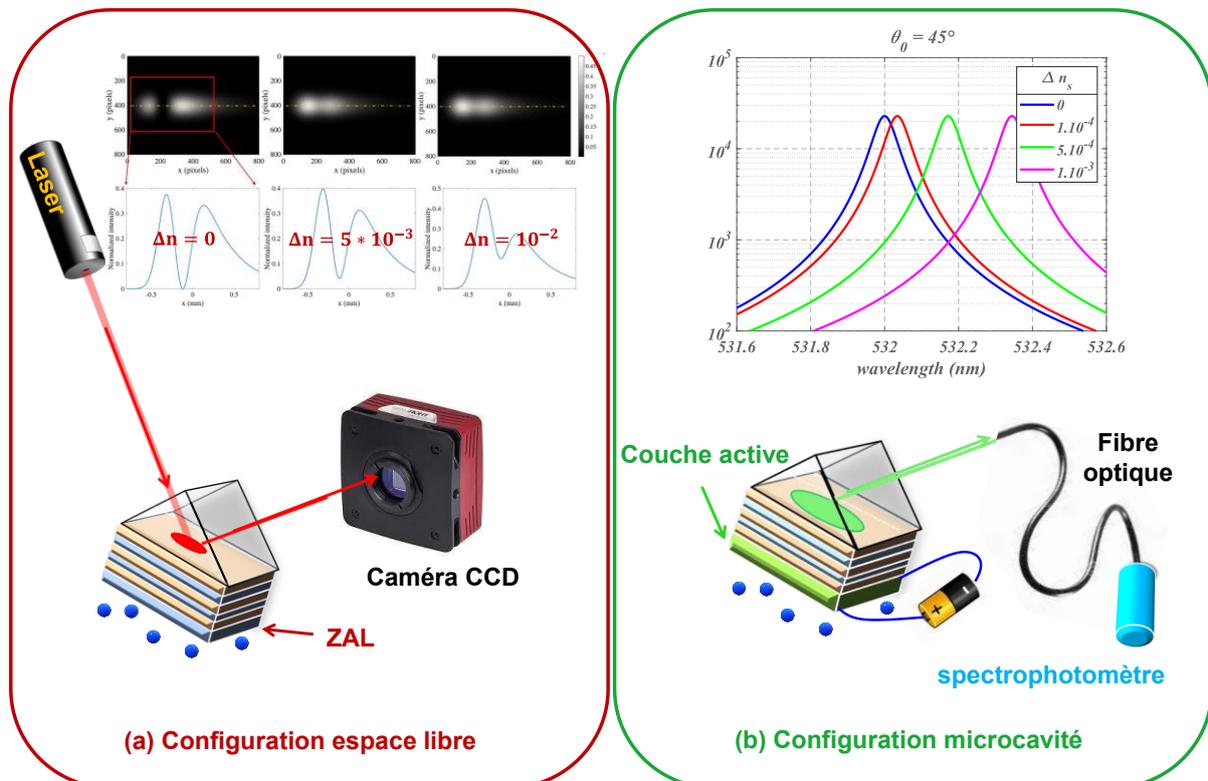


Figure 1.11: Capteurs optiques dans une configuration avec une illumination externe (à gauche) et avec une microcavité optique (à droite).

La question centrale est maintenant la suivante : comment optimiser la structure du capteur en microcavité de manière à obtenir la meilleure détection possible ? En d'autres termes, est-ce que les structures développées pour les capteurs en espace libre fonctionnent encore dans le cadre des microcavités ? C'est ce que nous allons voir dans la suite de cette partie 1.4.

1.4.2 Pôles exacts dans la fenêtre modale

Pour pouvoir être sensible à une contamination du substrat, deux conditions sont nécessaires. Premièrement, le champ électrique dans le substrat, généré par la couche luminescente, doit être maximal. Ensuite, le faisceau émis dans le superstrat doit être exalté au maximum, et ce dans la plus petite bande spectrale possible pour augmenter la sensibilité.

Pour satisfaire cette deuxième condition, revenons à l'équation (1.32) donnant l'expression de la densité spectrale de flux et de puissance fournie par la microcavité. On remarque la présence de la différence d'admittance ΔY au dénominateur. L'idée est donc de concevoir une structure possédant un pôle du facteur de cavité $1/\Delta Y$ pour exalter le flux émis dans le superstrat (à courant constant). A une fréquence spatiale fixée ν_m , la structure doit donc présenter un zéro de la fonction ΔY . On pourra appeler par la suite cette fréquence ν_m , fréquence de résonance ou pôle de la structure.

Tout d'abord, il est important de préciser que la condition $\Delta Y = 0$ est indépendante de l'interface considérée [44]. Ainsi, si ΔY est nul sur une interface, il sera nul sur toutes les autres, en raison du fait que les deux admittances Y_i et Y_i' suivent les mêmes relations de récurrence d'une interface à l'autre (relations (1.17) et (1.18)). La position de la couche active (ou du courant électrique) n'importe donc pas. De plus, en considérant la première interface et en remarquant que :

$$\Delta Y_0 = Y_0 - Y_0' = Y_0 + \tilde{n}_0 \quad \text{et} \quad r = \frac{\tilde{n}_0 - Y_0}{\tilde{n}_0 + Y_0} \quad (\text{coefficient de réflexion}) \quad (1.36)$$

on obtient la relation suivante :

$$\Delta Y_0(\nu_m) = 0 \Rightarrow r(\nu_m) = +\infty \quad (1.37)$$

Ainsi, on retiendra que les zéros de la différence d'admittance ΔY correspondent aux pôles du facteur de réflexion, dont on sait qu'ils correspondent aux modes guidés de la structure [2,24–26]. Ce point sera étudié dans la partie 1.5 consacrée aux microcavités en optique modale.

La conséquence immédiate est que, comme les fréquences spatiales réelles donnant un zéro de ΔY correspondent à des modes guidés, elles appartiennent forcément à la fenêtre modale (voir Figure 1.12). Ce dernier résultat est étudié en détail dans [2]. Par ailleurs, dans la fenêtre de l'espace libre qui est celle étudiée ici (on cherche des ondes pouvant se propager dans le superstrat), les solutions ν_m correspondant à $\Delta Y = 0$ sont

nécessairement complexes. Ces solutions ne peuvent donc pas être atteintes dans la fenêtre de l'espace libre avec des matériaux transparents.

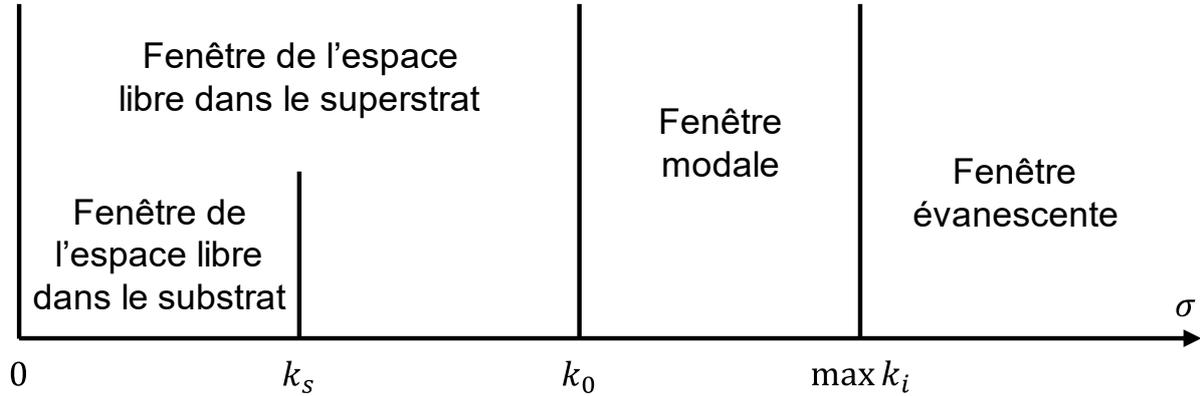


Figure 1.12: Fenêtres modale, évanescente et de l'espace libre en fonction de la pulsation spatiale $\sigma = 2\pi\nu$ pour un multicouche. Les nombres d'onde des différents milieux d'indice optique n_i sont notés $k_i = 2\pi n_i/\lambda$ avec λ la longueur d'onde. k_0 et k_s correspondent respectivement aux nombres d'onde du superstrat et du substrat. Cas $k_0 > k_s$.

1.4.3 Pôles asymptotiques en espace libre

Une autre façon de procéder est de créer un pôle asymptotique, ν_m , dans la fenêtre de l'espace libre, lorsque le nombre p de couches du composant augmente, ce qui s'écrit comme :

$$\lim_{p \rightarrow +\infty} \Delta Y_i(\nu_m) = 0 \quad (1.38)$$

Notons $\chi_{m,p} = \chi'_{m,p} + j\chi''_{m,p}$ un pôle complexe de la structure. Nous voulons donc que ce pôle tende asymptotiquement vers une valeur réelle ν_m de la fenêtre de l'espace libre, ce qui revient à :

$$\lim_{p \rightarrow +\infty} \chi_{m,p} = \nu_m \quad \text{et} \quad \lim_{p \rightarrow +\infty} \chi''_{m,p} = 0 \quad (1.39)$$

Pour créer un tel pôle, on s'appuie sur des miroirs multi diélectriques. En effet, le coefficient de réflexion en énergie $R = |r|^2$ de ces composants tend vers 1 lorsque le nombre de couches augmente, ce qui ramène l'admittance à 0 (pour $r = 1$) ou $+\infty$ (pour $r = -1$).

$$\lim_{p \rightarrow \infty} \left\{ r(p) = \frac{\tilde{n}_0 - Y_0(p)}{\tilde{n}_0 + Y_0(p)} \right\} = \pm 1 \Leftrightarrow \lim_{p \rightarrow \infty} Y_0(p) = 0 \text{ ou } \infty \quad (1.40)$$

On peut donc réaliser en premier lieu la chose suivante : placer deux miroirs avec un coefficient de réflexion $r = 1$ de part et d'autre du courant électrique de manière à ce que les deux admittances au niveau du courant tendent vers 0 lorsque le nombre de couches des miroirs augmente. Pour cela les miroirs doivent être de type $L(HL)^q$, avec H et L désignant, comme en partie 1.2.3, les couches quart d'onde haut et bas indice.

Dans le cas particulier d'un courant sur l'interface $n^{\circ}i$, ces miroirs doivent être positionnés de chaque côté de la source avec une illumination rétrograde dans le milieu $n^{\circ}i + 1$ pour le miroir supérieur et une illumination progressive dans le milieu $n^{\circ}i$ pour le miroir inférieur (voir Figure 1.1 de gauche). Leurs coefficients de réflexion s'écrivent donc :

$$r'_i = \frac{-\tilde{n}_{i+1} - Y'_i}{-\tilde{n}_{i+1} + Y'_i} \quad \text{et} \quad r_i = \frac{\tilde{n}_i - Y_i}{\tilde{n}_i + Y_i} \quad (1.41)$$

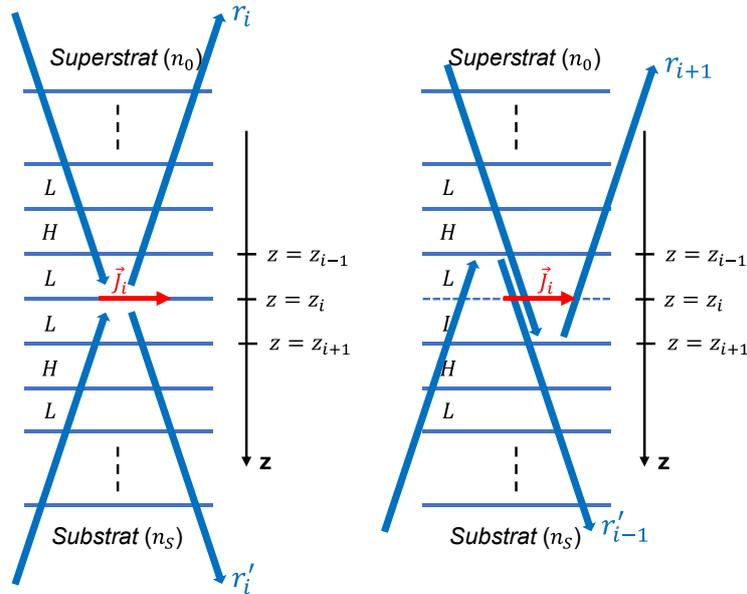


Figure 1.13: Pour obtenir un zéro asymptotique de l'admittance de chaque côté d'une source à l'interface $n^{\circ}i$, cette source doit être positionnée entre deux miroirs avec un coefficient de réflexion $r = +1$, i.e. commençant par une couche bas indice (figure de gauche). La structure finale est ainsi un Fabry-Perot comprenant deux miroirs avec un coefficient de réflexion $r = -1$, i.e. commençant par une couche haut indice (figure de droite).

Comme l'interface $n^{\circ}i$ est ainsi nécessairement comprise entre deux couches bas indice, on se retrouve avec la structure bien connue du Fabry-Perot comportant 2 miroirs de type $(HL)^q$ entourant une cavité $2L$ (Figure 1.13 à droite). Les miroirs ont cette fois un coefficient de réflexion négatif ($r'_{i-1} = r_{i+1} = -1$). C'est la solution qui est généralement explorée indirectement dans la littérature. Sa formule est celle du Fabry-Perot étudiée dans la partie 1.2.3 (relation (1.23)).

On considère sur la Figure 1.14 les diagrammes de rayonnement spectraux et angulaires du Fabry-Perot de la Figure 1.6. Comme expliqué plus haut, le courant unitaire est positionné au milieu de la cavité pour obtenir une exaltation maximale. Comme précédemment les courbes sont normalisées par celles de la microcavité de référence de la Figure 1.9. On remarque une forte exaltation du rayonnement dans les milieux extrêmes (facteur 134 dans le superstrat et 200 dans le substrat). Le faisceau émis est aussi plus directif que dans le cadre du miroir (Figure 1.10).

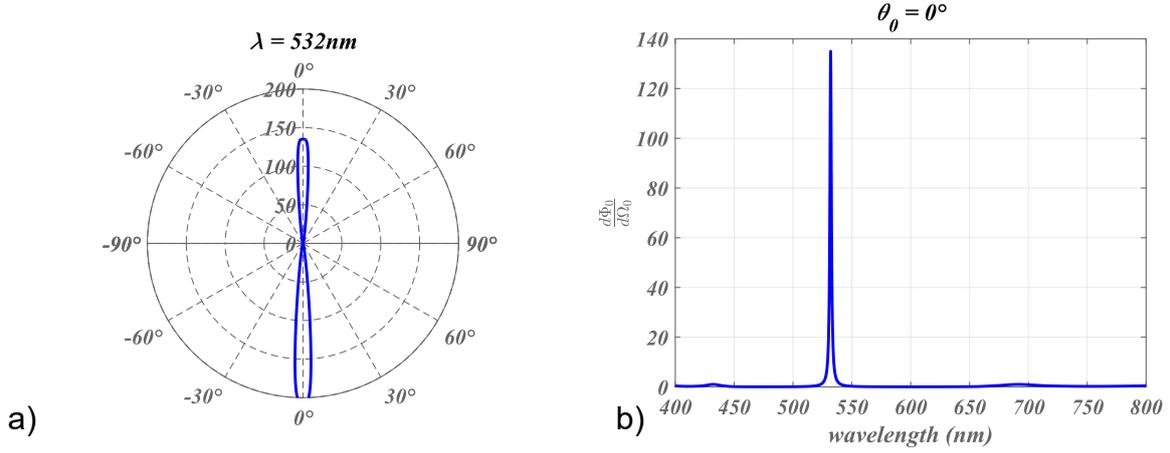


Figure 1.14 : a) Diagramme angulaire de rayonnement à 532 nm d'une microcavité Fabry-Perot avec un courant électrique unitaire positionné au milieu de la cavité. b) Diagramme spectral de rayonnement dans le superstrat de la même structure à 0°.

L'exaltation de la puissance fournie par le courant à (λ^0, θ_0^0) en fonction du nombre de couches des miroirs peut être calculée de manière analytique. En effet, dans le cas d'une couche quart d'onde ($\delta = \pi/2$), on obtient à l'aide des formules (1.17) et (1.18) :

$$\left\{ Y_i = \frac{\tilde{n}_L^2}{\beta^{2q} \tilde{n}_s}, \quad Y_i' = -\frac{\tilde{n}_L^2}{\beta^{2q} \tilde{n}_0} \right\} \Rightarrow \Delta Y_i = Y_i - Y_i' = \frac{\tilde{n}_L^2}{\beta^{2q}} \left(\frac{1}{\tilde{n}_s} + \frac{1}{\tilde{n}_0} \right) \quad (1.42)$$

Ce qui donne, à l'aide de (1.32), la puissance fournie par un courant sur l'interface $n^o i$:

$$\frac{\partial F}{\partial v \partial \phi} = \frac{1}{2} v \Re \left\{ \frac{\beta^{2q}}{\tilde{n}_L^2} \frac{\tilde{n}_s \tilde{n}_0}{\tilde{n}_s + \tilde{n}_0} \right\} |\vec{j}_i|^2 \quad (1.43)$$

avec le choc d'indice $\beta = \tilde{n}_H / \tilde{n}_L > 1$. L'équation (1.43) montre que la densité de puissance fournie est proportionnelle à β^{2q} et augmente avec le nombre de couches. La densité de puissance n'est donc pas bornée a priori et peut théoriquement tendre vers l'infini. Ce point sera discuté en partie 1.4.6.1.

L'équation (1.43) montre l'exaltation de la densité de puissance, mais on peut se demander si cela conduit à une exaltation de la densité de flux dans les milieux extrêmes (qui est la quantité tracée sur Figure 1.14). La réponse est évidemment positive en raison de l'égalité entre le flux et la puissance en l'absence d'absorption (voir équation (1.29)). On peut aussi le voir en calculant directement la densité de flux dans le superstrat. Ainsi, à l'aide de (1.27), on obtient :

$$C'_{i0} = \frac{\tilde{n}_H}{j^{2q+1} \beta^{q+1} Y'_0} \Rightarrow \frac{\partial \Phi_0}{\partial v \partial \phi} = \frac{1}{2} v \Re \{ \tilde{n}_0 \} \frac{|\tilde{n}_s|^2}{|\tilde{n}_s + \tilde{n}_0|^2} \frac{|\beta|^{2q}}{|\tilde{n}_L|^2} |\vec{j}_i|^2 \quad (1.44)$$

La densité de flux est donc bien proportionnelle à β^{2q} et est donc bien exaltée.

Cependant, l'exaltation du champ électrique généré par le courant est présente uniquement dans la cavité du Fabry Perot, ce qui ne donne aucune sensibilité à une

contamination du substrat (voir Figure 1.15 a)). Pour cette raison, ces structures ne sont pas adaptées à la conception de capteurs. Ce problème sera résolu dans la partie suivante en utilisant la technique ZAL (voir Figure 1.15 b)).

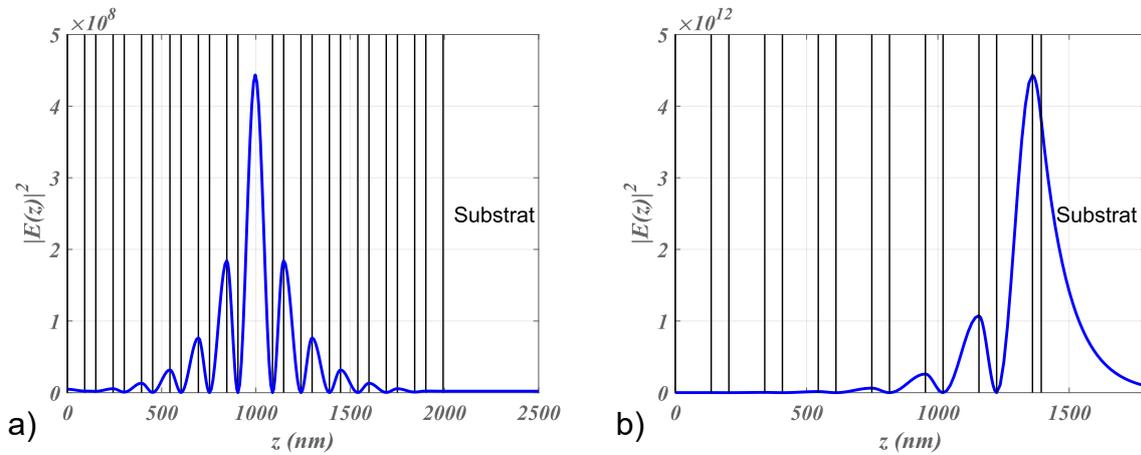


Figure 1.15: a) Distribution de l'intensité du champ électrique qui s'établit dans la structure Fabry-Perot de la Figure 1.14. Pas d'exaltation dans le substrat (et donc aucune sensibilité à la contamination du substrat). b) Champ électrique qui s'établit dans la microcavité ZAL de la Figure 1.17. Exaltation dans le substrat conférant une grande sensibilité. Courant unitaire et polarisation TE.

A ce stade, on peut remarquer la grande similarité du champ généré par un courant surfacique (Figure 1.15) avec le champ qui s'établit sous illumination optique (Figure 1.7). Les deux configurations (espace libre et microcavité) sont ainsi théoriquement identiques. L'exaltation du champ électrique est pilotée dans les deux cas par les pôles de la structure qui sont les zéros de la différence d'admittance. Ceci justifie la volonté de concevoir des capteurs en microcavité sur la base de ceux développés pour l'espace libre.

1.4.4 Technique ZAL (Zero Admittance Layer) en réflexion totale interne

Pour obtenir une exaltation du champ électrique dans le substrat et ainsi une sensibilité à la présence de contaminants, on doit développer une technique différente de celle utilisée en partie 1.4.3 avec la structure Fabry-Perot. La principale idée repose sur le fait que l'un des miroirs doit être remplacé par une réflexion totale interne à l'interface avec le substrat. En effet, dans le régime TIR il est possible d'annuler exactement l'admittance [27], ce qui n'est possible qu'asymptotiquement en dehors de ce régime. Notons que pour obtenir une admittance nulle, le coefficient de réflexion doit être égal à 1 (partie 1.4.3), ce qui impose le contrôle de sa phase à 0. Pour cela on s'appuie sur la méthode ZAL (Zero Admittance Layer) qui a précédemment été utilisée pour créer des exaltations géantes du champ électrique [27]. C'est aussi cette technique qui a été utilisée pour concevoir des capteurs avec une illumination externe [45] (Figure 1.11 de gauche). La question est ici de savoir si cette technique est toujours valide dans une configuration avec microcavité.

1.4.4.1 Annuler l'admittance côté substrat

La technique ZAL consiste à rajouter une fine couche diélectrique (appelée ZAL) entre le composant et le substrat de manière à annuler l'admittance pour une certaine fréquence spatiale ν_m . La ZAL correspondant ainsi à la dernière couche du composant, elle sera indicée p . L'admittance calculée à partir du substrat s'annule alors sur l'interface supérieure de la ZAL, pourvu que les conditions suivantes soient respectées :

$$Y_{p-1}(\nu_m) = 0 \Leftrightarrow \frac{\tilde{n}_s(\nu_m) \cos(\delta_p(\nu_m)) - \tilde{n}_p \sin(\delta_p(\nu_m))}{\cos(\delta_p(\nu_m)) - j \frac{\tilde{n}_s(\nu_m)}{\tilde{n}_p(\nu_m)} \sin(\delta_p(\nu_m))} = 0 \quad (1.45)$$

$$\Leftrightarrow \tan(\delta_p(\nu_m)) = -\frac{j\tilde{n}_s(\nu_m)}{\tilde{n}_p(\nu_m)}$$

Les paramètres de la ZAL sont son épaisseur e_p et son indice optique n_p qui peut être choisi arbitrairement entre le haut indice n_H et le bas indice n_L . Ils doivent être choisis de manière à respecter la relation (1.45) qui impose que l'indice effectif du substrat \tilde{n}_s soit imaginaire pur. En effet, dans le cas de milieux transparents, soit \tilde{n}_p est réel (et donc δ_p) imposant \tilde{n}_s imaginaire pur, soit \tilde{n}_p est imaginaire pur (et donc δ_p) imposant là aussi \tilde{n}_s imaginaire pur. La pulsation spatiale $\sigma_m = 2\pi\nu_m$ doit donc être supérieure au nombre d'onde du substrat k_s , ce qui correspond au régime de réflexion totale :

$$\sigma_m > k_s \Leftrightarrow \Re\{\tilde{n}_s\} = 0 \quad (1.46)$$

Il est bien connu que le phénomène de réflexion totale est possible uniquement si l'indice du superstrat n_0 est supérieur à l'indice du substrat n_s . On retrouve cette condition en remarquant que $\sigma_m = k_0 \sin \theta_0$ ce qui impose, d'après (1.46), $k_0 > k_s$ et donc $n_0 > n_s$. Le champ dans le substrat est ainsi évanescent. A l'inverse il doit être progressif dans le superstrat et dans les différentes couches du composant ce qui donne :

$$\sigma_m < k_0, k_L, k_H \Leftrightarrow \Im\{\tilde{n}_{0,L,H}\} = 0 \quad (1.47)$$

On peut noter que la condition (1.47) n'impose pas la position de k_0 par rapport à k_L et k_H .

A ce stade, seule l'admittance Y_{p-1} (calculée depuis le substrat) est nulle alors que l'admittance Y'_{p-1} (calculée depuis le superstrat) doit aussi être nulle pour obtenir une exaltation de la puissance fournie par la source de courant. Cependant la même procédure ne peut pas être utilisée pour Y'_{p-1} car on trouverait une inégalité incompatible avec (1.46) et (1.47), qui décrirait un régime de réflexion totale pour les deux milieux extrêmes. Nous devons donc nous contenter, pour Y_{p-1} , d'un pôle asymptotique ce qui requiert l'introduction d'un miroir (voir section 1.4.3).

Par analogie avec la précédente structure Fabry-Perot, cette nouvelle structure ne met en jeu qu'un seul miroir ; le second miroir a été remplacé par une réflexion totale à l'interface p avec une phase nulle garantie par la ZAL.

La Figure 1.16 de gauche présente un schéma de la structure ZAL. Notons que le zéro de l'admittance Y_{p-1} ne dépend pas du multicouche recouvrant la ZAL. Précisons aussi qu'une ZAL peut permettre d'annuler l'admittance d'un empilement arbitraire (schéma du centre). Enfin, il est aussi possible de concevoir des structures doubles permettant d'annuler l'admittance simultanément à des fréquences spatiales différentes (schéma de droite), ce qui sera utile pour la partie 1.4.5.

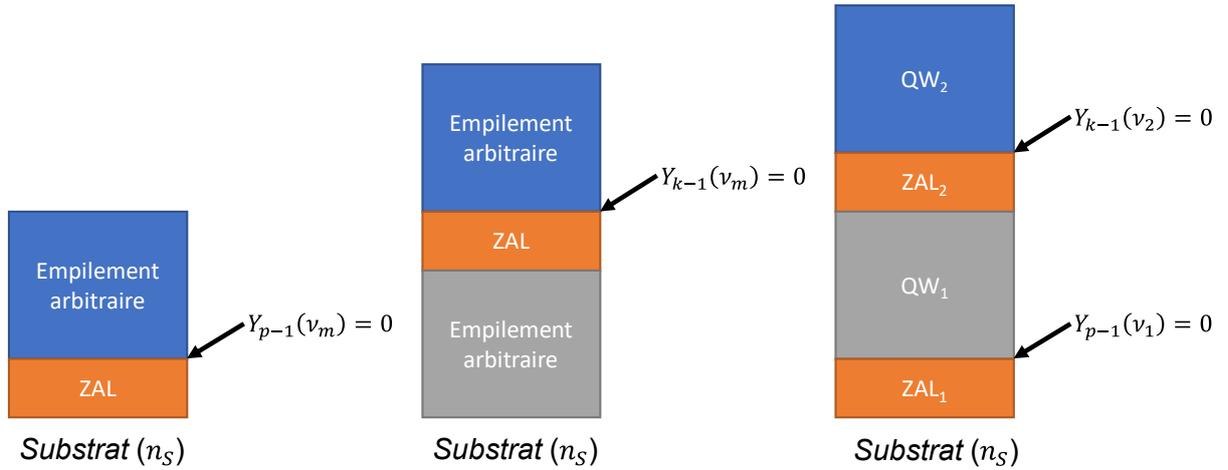


Figure 1.16 : Les structures ZAL permettent d'obtenir, à certaines fréquences spatiales, un zéro de l'admittance d'un substrat semi-infini (schéma de gauche) ou de n'importe quel empilement multicouche (schéma du centre). Sur le schéma de droite, la présence de deux ZAL permet aux admittances d'être nulles simultanément à deux fréquences différentes v_1 et v_2 .

Comme précédemment, on peut donner une expression analytique de la puissance fournie par une source de courant à l'interface supérieure de la ZAL ($p - 1$) ; les admittances s'écrivent ainsi en reprenant (1.42) :

$$\left\{ Y_{p-1} = 0, Y'_{p-1} = -\frac{\tilde{n}_L^2}{\beta^{2q}\tilde{n}_0} \right\} \Rightarrow \Delta Y_{p-1} = Y_{p-1} - Y'_{p-1} = \frac{\tilde{n}_L^2}{\beta^{2q}\tilde{n}_0} \quad (1.48)$$

Et donc, l'expression de la puissance fournie par un courant sur cet interface $p - 1$ devient :

$$\frac{\partial F}{\partial v \partial \phi}(v_m) = \frac{1}{2} v \frac{\tilde{n}_0}{\tilde{n}_L^2} \beta^{2q} \left| \vec{j}_{p-1}(\vec{v}_m) \right|^2 \quad (1.49)$$

On obtient à nouveau une exaltation proportionnelle à β^{2q} . On peut remarquer que dans la configuration ZAL, due au régime de réflexion totale, la fréquence spatiale est plus importante que dans la configuration Fabry-Perot ce qui rend le rapport β d'indice effectif plus important et donc l'exaltation bien plus intense.

1.4.4.2 Résultats numériques

Dans le but d'illustrer et de valider la méthode ZAL, on trace en Figure 1.17 le diagramme de rayonnement angulaire d'un multicouche dont la formule est :

$$\text{Superstrat(verre)} - L(HL)^6 - \text{ZAL} - \text{Substrat(air)} \quad (1.50)$$

De façon générique, on désignera par QW/ZAL une structure ZAL. QW représente ici un multicouche diélectrique quart d'onde (Quarter Wave Stack).

L'empilement est conçu pour une polarisation TE et la fréquence spatiale est choisie de manière à obtenir une exaltation à $\lambda^0 = 532\text{nm}$ et $\theta_0^0 = 45^\circ$ dans le superstrat. Le courant est localisé sur l'interface supérieure de la ZAL. Les matériaux utilisés sont ceux de la Figure 1.14 mais, pour assurer la réflexion totale, le superstrat est cette fois-ci composé de verre et le substrat d'air. La ZAL est une couche L dont l'épaisseur de 33.458 nm a été déterminée avec (1.45). Les diagrammes angulaires sont tracés à $\lambda = \lambda^0$ en coordonnées polaires a) et cartésiennes b) et sont normalisés par ceux de la microcavité de référence (Figure 1.9).

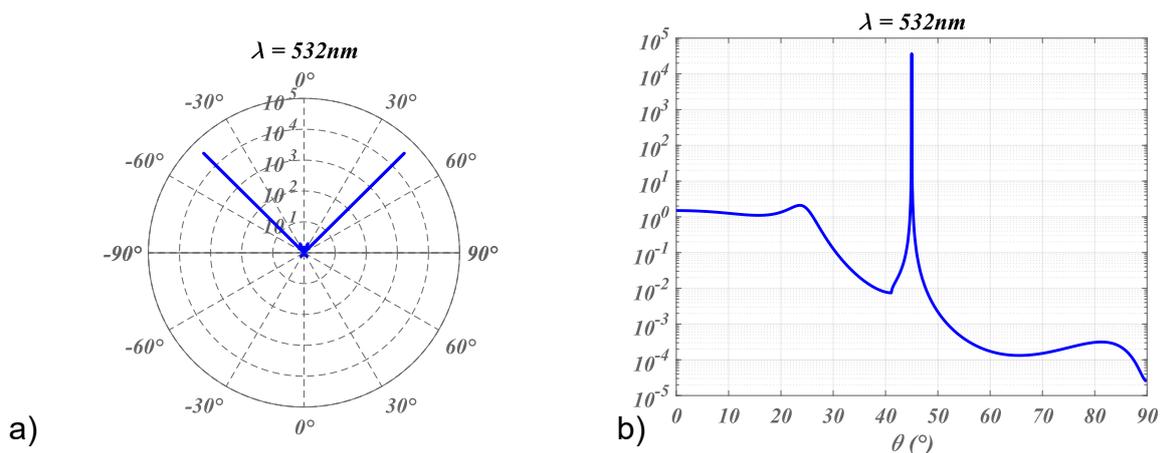


Figure 1.17: Diagramme angulaire de rayonnement à 532 nm d'une microcavité ZAL avec un courant électrique unitaire positionné sur l'interface supérieure de la ZAL. a) coordonnées polaires et b) coordonnées cartésiennes. Polarisation TE.

D'après (1.49), la cavité doit exalter l'émission d'un courant à (λ^0, θ_0^0) en polarisation TE. C'est en effet ce que l'on observe sur la Figure 1.17 avec une forte exaltation à 45° d'un facteur 10^4 par rapport à la microcavité de référence. On remarque aussi que l'énergie émise se concentre dans une faible ouverture angulaire. Ainsi 14% de l'énergie se concentre dans une ouverture angulaire 0.01° et 36% dans une ouverture de 0.1° . Ces valeurs doivent être multipliées par 2 en raison de l'émission symétrique à -45° . De façon plus générale, il faudra considérer l'émission sur un cône d'angle normal 45° .

En résumé, cette structure ZAL présente à ce stade plusieurs avantages. Le premier est technologique en raison de l'élimination d'un des miroirs et de son remplacement par une fine couche. Le temps de dépôt et sa difficulté sont ainsi réduits. La capacité de concevoir

une exaltation pour une longueur d'onde, un angle et une polarisation arbitraires constitue un second avantage. On montrera aussi en section 1.4.5 comment des exaltations multiples peuvent être conçues. Enfin, le dernier avantage, qui est majeur pour l'application capteur, est que le champ dans le substrat est aussi grandement exalté (voir Figure 1.15 b)), rendant le diagramme de rayonnement très sensible à la contamination du substrat, ce qui n'était pas le cas pour la structure Fabry-Perot. La sensibilité de la structure ZAL sera analysée dans la partie 1.4.6.2.

On conclut cette partie en étudiant les variations en longueur d'onde du diagramme d'émission de la ZAL dans le voisinage de la résonance. Comme illustré en Figure 1.18 a), on passe d'une forte exaltation à une forte inhibition en fonction de la position du courant électrique. On a considéré le cas où le courant est positionné sur l'interface supérieure du composant (interface $n^{\circ}0$) et celui où il est sur l'interface supérieure de la ZAL (interface $n^{\circ}13$). Cette différence de comportement est liée au fait que le pôle est asymptotique et non exact. On montre aussi en Figure 1.18 b) comment un pic d'émission plus étroit et d'amplitude plus importante peut être obtenu en empilant les structures ZAL pour obtenir des structures de types $(QW/ZAL)^n$. Cette façon de procéder a déjà été étudiée dans la littérature avec des filtres Fabry-Perot à cavités multiples [1]. Notons ici que dans cette configuration, le courant est unique et positionné sur l'interface supérieure de la dernière ZAL. Il n'y a à ce stade aucune limite à l'exaltation qui augmente indéfiniment avec le nombre de couches. Ce point sera discuté en section 1.4.6.1

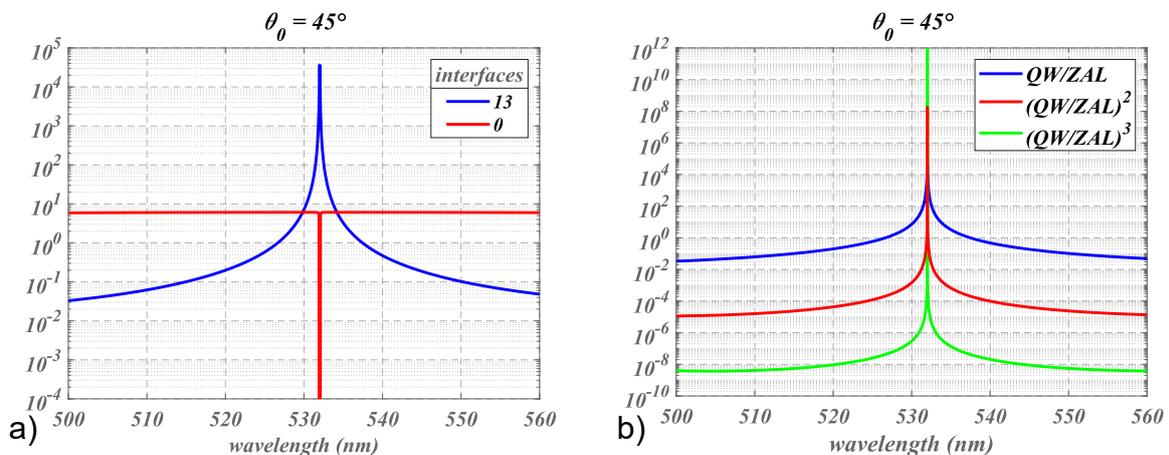


Figure 1.18 : a) Diagramme spectral de rayonnement à 45° de la structure ZAL de la Figure 1.17. La courbe bleue est pour un courant positionné sur l'interface supérieure ($n^{\circ}13$) de la ZAL tandis que la courbe rouge est pour un courant sur l'interface supérieure du composant ($n^{\circ}0$). b) Diagrammes spectraux de rayonnement à 45° pour des structures ZAL en série. La courbe bleue de la figure b) correspond à celle de la figure a).

1.4.5 Exaltations multiples

Dans cette section nous allons réaliser une analyse plus générale du fonctionnement spectral et angulaire d'une structure ZAL. Avec la structure de la Figure 1.17, on obtient les variations illustrées en Figure 1.19 où une carte de l'émission dans le superstrat est

donnée en fonction de la longueur d'onde et de l'angle d'émission. La résonance quasi-verticale autour de 45° , caractéristique d'un pôle, est clairement identifiable. Cette ligne réside dans le fait qu'un grand nombre de couples (λ, θ_0) sont solution de l'équation (1.45). L'exaltation doit cependant diminuer ou disparaître lorsque l'on s'écarte trop du couple (λ^0, θ_0^0) en raison de la dispersion des indices optiques. Ce phénomène est négligeable sur les domaines tracés.

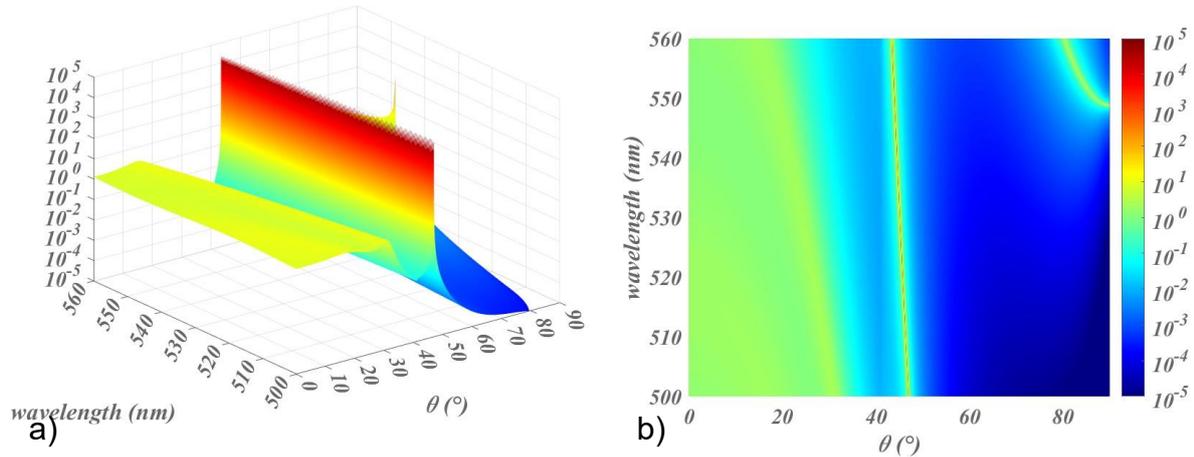


Figure 1.19: Cartes du rayonnement dans le superstrat de la microcavité ZAL de la Figure 1.17 en fonction de l'angle d'émission et de la longueur d'onde.

De manière similaire aux cavités Fabry-Perot, on peut aussi augmenter l'épaisseur de la ZAL pour faire apparaître différentes harmoniques (Figure 1.20). En effet l'équation (1.45) admet plusieurs solutions modulo π .

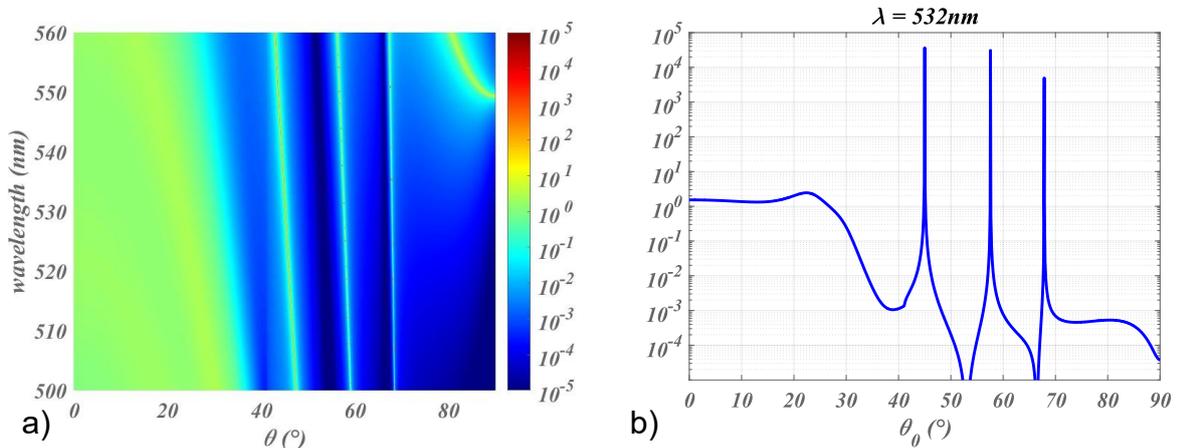


Figure 1.20: Structure identique à celle de la Figure 1.19, mais avec une ZAL plus épaisse telle que $\delta_p = \delta_p + 2\pi$.

Cependant ces résultats ne permettent pas un contrôle arbitraire des variations spectrales et angulaires des exaltations. Or il peut être intéressant de savoir générer simultanément plusieurs exaltations à des longueurs d'onde et angles différents. Ce type de synthèse a déjà été étudié dans le cadre d'illumination en espace libre [27] et la

question se pose de savoir si ces exaltations simultanées peuvent aussi être réalisées en microcavité.

L'idée de base repose sur le fait que l'équation (1.45) peut être généralisée à un sous-empilement d'admittance Y_k remplaçant le substrat (voir Figure 1.16, schéma du milieu). Dans ce cas, les paramètres de la ZAL permettant l'annulation de l'admittance sur son interface supérieure ($n^{\circ}k-1$), sont donnés par la relation suivante :

$$Y_{k-1}(\sigma_m) = 0 \Rightarrow \tan(\delta_k(\sigma_m)) = -\frac{jY_k(\sigma_m)}{\tilde{n}_k(\sigma_m)} \quad (1.51)$$

L'équation (1.51) est similaire à l'équation (1.45), à ceci près que l'indice effectif du substrat est remplacé par l'admittance du sous empilement. Le même raisonnement que celui de la partie 1.4.4.1 peut donc être effectué. Il indique que la structure doit être en réflexion totale interne à la fréquence σ_m .

L'équation (1.51) introduit plusieurs degrés de liberté. La ZAL sépare le composant en deux sous-structures : une partie supérieure notée S_2 , correspondant aux couches $i \leq k - 1$, déposées sur un empilement d'admittance nulle Y_{k-1} et une partie inférieure arbitraire notée S_1 , correspondant aux couches $i \geq k + 1$. A une pulsation spatiale σ fixée, les deux sous-structures sont quasi-indépendantes : on sait en effet que la distribution du champ électrique dans S_1 ne dépend pas de la partie supérieure S_2 et inversement [2,27]. Cette technique permet par exemple de déplacer l'exaltation du substrat dans le composant. Elle peut aussi être très utile si on veut exciter une source qui est déjà sous la forme d'un multicouche [25,26].

Basé sur ces observations, on peut imaginer une structure double présentant deux exaltations à des pulsations imposées σ_1 et σ_2 (voir Figure 1.16, schéma de droite). Ainsi, l'empilement inférieur peut être conçu pour résonner à σ_1 à l'aide d'une ZAL, notée ZAL₁, assurant la condition $Y_{p-1}(\sigma_1) = 0$ sur laquelle est déposée un miroir QW₁. Sur ce composant QW₁/ZAL₁ on dépose ensuite une seconde ZAL, notée ZAL₂, assurant la condition $Y_{k-1}(\sigma_2) = 0$. Un deuxième miroir QW₂ est enfin déposé sur cette ZAL₂ permettant à la structure QW₂/ZAL₂ de créer une exaltation à σ_2 . Des exemples numériques sont donnés dans les sections suivantes.

1.4.5.1 Exaltation à deux longueurs d'onde

Dans le but de générer une exaltation à deux longueurs d'onde, on considère dans cette partie une structure double de la forme QW₂/ZAL₂/QW₁/ZAL₁ conçue pour produire une exaltation à $\lambda_1 = 532 \text{ nm}$ et à $\lambda_2 = 512 \text{ nm}$ en polarisation TE et pour un angle $\theta_0 = 45^\circ$. On trace en bleu sur la Figure 1.21 a) le diagramme de rayonnement dans le superstrat en fonction de la longueur d'onde d'émission pour un courant positionné sur l'interface supérieure de la ZAL₁. Elle montre deux fortes exaltations à λ_1 et λ_2 , avec une plus grande amplitude à λ_1 . Pour comparaison, on trace également en rouge le diagramme de rayonnement de la structure simple QW₁/ZAL₁ qui doit résonner à λ_1 (identique à la

Figure 1.18). Ces premiers résultats montrent qu'une cavité ZAL multiple peut être conçue pour générer deux exaltations à des fréquences différentes.

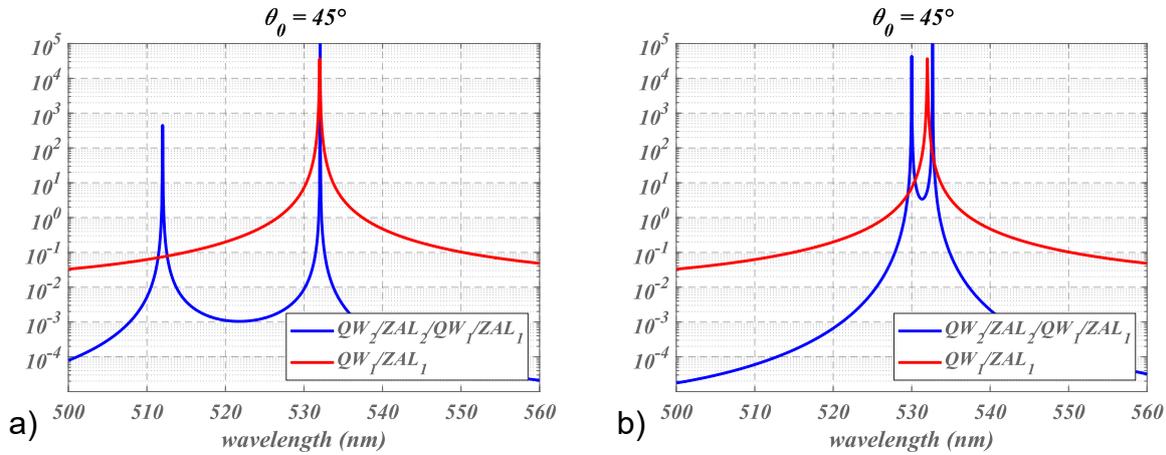


Figure 1.21 : Structure double de la forme $QW_2/ZAL_2/QW_1/ZAL_1$ conçue pour produire deux exaltations.

Un faible décalage spectral de l'exaltation par rapport aux longueurs d'onde attendues est toutefois présent. Pour mieux observer ce phénomène, on trace sur la Figure 1.21 b) le diagramme de rayonnement d'une structure double de même type, mais conçue pour produire des exaltations à des longueurs d'onde plus rapprochées ($\lambda_1 = 532 \text{ nm}$ et à $\lambda_2 = 512 \text{ nm}$). Le décalage spectral est ainsi davantage visible. Il s'explique par la dispersion spectrale de la phase du coefficient de réflexion du miroir large bande de formule $QW_2/ZAL_2/QW_1$. Ainsi, si la résonance est toujours assurée à λ_2 parce que la ZAL_2 garantit $Y_{k-1}(\sigma_2) = 0$ et le miroir QW_2 permet $Y'_{k-1}(\sigma_2) \cong 0$ à l'aide d'un coefficient r égal à $+1$, la situation est différente à λ_1 . En effet, même si la ZAL_1 garantit aussi $Y_{p-1}(\sigma_1) = 0$, le miroir $QW_2/ZAL_2/QW_1$ n'est plus quart d'onde à λ_1 et donc son coefficient de réflexion n'est pas nécessairement réel. La dispersion de la phase du miroir $QW_2/ZAL_2/QW_1$ réduit donc l'exaltation ou la décale spectralement comme observé sur la Figure 1.21 b).

1.4.5.2 Exaltation en mixant angles et longueurs d'onde

En utilisant la même technique, basée sur une structure double, il est aussi possible de mixer l'angle de résonance avec la longueur d'onde de résonance, ce qui signifie que les angles d'émission à l'exaltation sont différents pour chaque longueur d'onde. Cela est illustré sur la Figure 1.22 montrant le diagramme de rayonnement angulaire d'une structure double $QW_2/ZAL_2/QW_1/ZAL_1$ conçue pour produire des exaltations à $(\lambda_1, \theta_0^1) = (532 \text{ nm}, 45^\circ)$ et à $(\lambda_2, \theta_0^2) = (512 \text{ nm}, 60^\circ)$. Cette procédure peut aussi être utilisée pour concevoir des exaltations simultanées à des polarisations différentes.

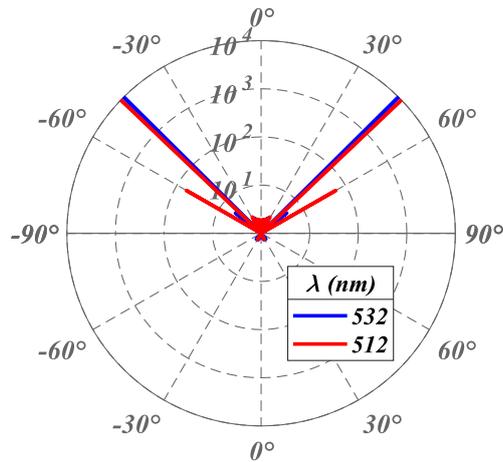


Figure 1.22 : Structure double de la forme $QW_2/ZAl_2/QW_1/ZAl_1$ conçue pour produire deux exaltations à $(\lambda_1, \theta_0^1) = (532 \text{ nm}, 45^\circ)$ et $(\lambda_2, \theta_0^2) = (512 \text{ nm}, 60^\circ)$

Ce genre de structure peut être utile dans le cas d'expérience pompe – sonde . En effet cela permettrait d'exalter à la fois la pompe et la sonde à des fréquences différentes.

1.4.5.3 Généralisation à plusieurs longueurs d'onde

Ces techniques peuvent être généralisées à un plus grand nombre de longueurs d'onde, comme illustré sur la Figure 1.23 a). Le composant a été conçu pour générer 9 exaltations à des longueurs d'onde de 610 nm à 690 nm par pas de 10 nm . Sa formule est Verre/ $QW_9/ZAl_9/.../QW_2/ZAl_2/QW_1/ZAl_1$ /Air. La source est unique et localisée sur l'interface supérieure de la ZAl_1 proche du substrat. On observe que les pics d'exaltation sont positionnés aux bonnes longueurs d'onde, malgré la dispersion spectrale de la phase des miroirs, et que les 5 premières exaltations sont très prononcées ($\geq 10^5$). La présence d'un courant unique explique que l'exaltation est réduite pour les 4 autres.

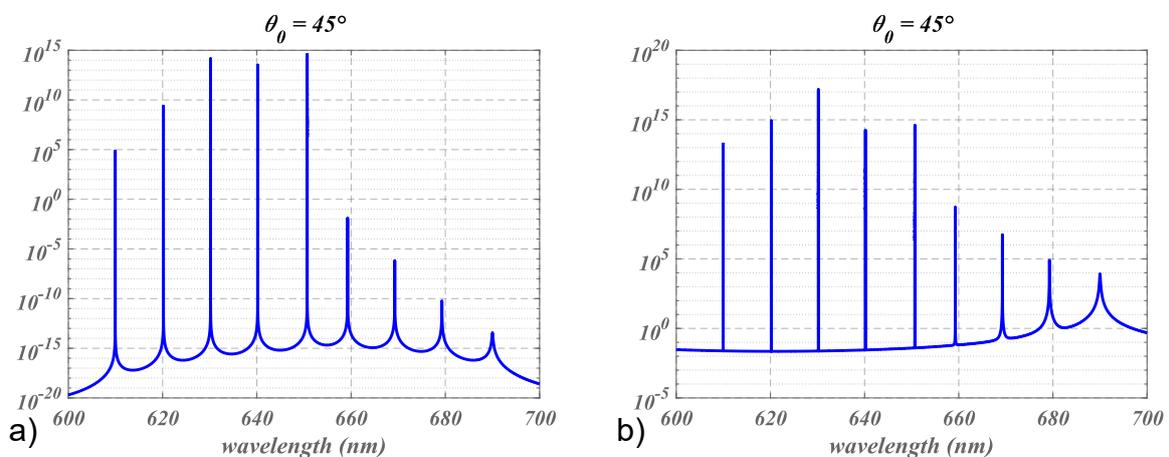


Figure 1.23 : Structure multi ZAL conçue pour produire 9 exaltations. Le composant contient une source unique de courant a) ou plusieurs b).

Pour vérifier ce point, on trace sur la Figure 1.23 b) le diagramme de rayonnement de la même structure mais avec un courant sur chaque ZAL. D'un point de vue technologique cela veut dire que l'empilement contient plusieurs couches luminescentes. Les résultats montrent que quasiment toutes les résonances présentent de fortes exaltations.

1.4.6 Performances : sensibilité et limites à l'exaltation

Il reste à étudier la sensibilité de ces microcavités ZAL à la présence de contaminants dans le substrat pour savoir si elles peuvent être utilisées pour concevoir des capteurs optiques. En outre, comme nous avons vu précédemment, le rayonnement émis dans le superstrat est proportionnel à β^{2q} . On peut donc penser que, plus le nombre de couches augmente, meilleure est l'exaltation et donc la performance du capteur. En fait, le processus d'exaltation est plus complexe et requiert une étude plus détaillée. On commencera donc par les limites physiques à l'exaltation avant d'étudier la sensibilité.

1.4.6.1 Limites à l'exaltation

L'équation (1.49) donne la densité spectrale de puissance fournie par la source de courant. Comme expliqué précédemment, cette densité augmente indéfiniment lorsque le nombre de couches augmente. Cependant, un détecteur est sensible à la puissance du rayonnement, donc à l'intégrale de cette densité sur un domaine fréquentiel correspondant à son ouverture angulaire. Physiquement, cette puissance doit converger vers une valeur limite dépendant de l'ouverture angulaire. C'est ce qu'on se propose de vérifier dans cette partie.

On considère tout d'abord, dans un souci de simplification, que la différence d'admittance $\Delta Y_{p-1}(v, p)$ de la structure ZAL à p couches possède un zéro $\chi_m(p)$ d'ordre 1. On a ainsi :

$$\Delta Y_{p-1}(v, p) = C(v, p)[v - \chi_m(p)] \quad \text{avec} \quad \chi_m = \chi'_m + j\chi''_m \quad (1.52)$$

D'après la partie 1.4.3, ce zéro est forcément complexe et tend asymptotiquement vers une fréquence réelle v_m lorsque p augmente.

On considère maintenant l'intégrale de la densité spectrale de puissance sur une petite bande passante Δv autour de χ'_m (reliée à une ouverture angulaire $\delta\theta_0$), ce qui représente donc le signal reçu par un détecteur. Précisons qu'en toute rigueur, il faudrait considérer le flux se propageant dans le superstrat et non la puissance. Cependant, on sait que pour des milieux transparents ou faiblement absorbants ces deux quantités sont quasiment égales. On choisit donc de travailler avec la densité de puissance qui est plus générale et d'expression plus simple. Précisons enfin qu'il faudrait aussi prendre en compte l'intégration sur l'angle polaire ϕ , mais cela ne changerait pas les résultats de cette partie car la différence d'admittance est indépendante de ce dernier. En reprenant (1.32), on a donc :

$$\frac{\partial F}{\partial v \partial \phi}(v, \phi, p) = \frac{1}{2} v \Re \left\{ \frac{1}{C(v, p)[v - \chi_m(p)]} \right\} \left| \vec{J}_{p-1}(v, \phi) \right|^2 \quad (1.53)$$

Ce qui donne :

$$\frac{\partial F}{\partial \phi}(\phi, p) = \Re \left\{ \frac{1}{2C(\chi'_m, p)} \left| \vec{J}_{p-1}(\chi'_m, \phi) \right|^2 I(p) \right\} \quad (1.54)$$

avec :

$$I(p) = \int_{\chi'_m(p) - \frac{\Delta v}{2}}^{\chi'_m(p) + \frac{\Delta v}{2}} \frac{v}{v - \chi_m(p)} dv \quad (1.55)$$

où les variations de C et de \vec{J}_{p-1} sur Δv ont été négligées. Cette intégrale se calcule de manière analytique. On trouvera le détail du calcul dans l'ANNEXE A. On obtient :

$$I(p) = \Delta v + \frac{\chi_m(p)}{2} \ln \left(\frac{\left(\frac{\Delta v}{2}\right)^2 + \chi_m(p)''^2}{\left(-\frac{\Delta v}{2}\right)^2 + \chi_m(p)''^2} \right) + j\chi_m(p) \left(\arctan \left(\frac{\Delta v}{2\chi_m(p)''} \right) - \arctan \left(-\frac{\Delta v}{2\chi_m(p)''} \right) \right) \quad (1.56)$$

Ce qui donne :

$$I(p) = \Delta v + 2j\chi_m(p) \arctan \left(\frac{\Delta v}{2\chi_m(p)''} \right) \Rightarrow \lim_{p \rightarrow +\infty} I(p) = \Delta v + jv_m \pi \quad (1.57)$$

car $\lim_{p \rightarrow +\infty} \chi'_m(p) = v_m$ et $\lim_{p \rightarrow +\infty} \chi''_m(p) = 0$.

Et donc :

$$\lim_{p \rightarrow +\infty} \frac{\partial F}{\partial \phi}(\phi, p) = \Re \left\{ \frac{\Delta v + jv_m \pi}{2C(v_m, \infty)} \right\} \left| \vec{J}_{p-1}(v'_m, \phi) \right|^2 \quad (1.58)$$

où $\lim_{p \rightarrow +\infty} C(\chi'_m, p) = C(v_m, \infty)$.

L'équation (1.58) montre que le signal reçu par le détecteur converge vers une valeur limite lorsque le nombre de couches du composant augmente. Cette démonstration peut ensuite être généralisée à un pôle d'ordre supérieur.

Ce résultat a été vérifié numériquement. Pour cela, on trace sur la Figure 1.24 a) en bleu le diagramme de rayonnement dans le superstrat de la structure ZAL de la Figure 1.17 autour de la résonance à 45° et pour $\lambda = \lambda^0 = 532nm$. On trace ensuite sur cette même figure le rayonnement de la même structure ZAL mais avec un nombre de couches du miroir de 9 (rouge) et de 17 (vert). Cette figure montre l'augmentation de l'exaltation avec le nombre de couches du miroir ainsi que la diminution de la bande passante

angulaire. On trace ensuite en Figure 1.24 b) l'intégrale du diagramme de rayonnement en fonction du nombre de couches du composant, qui est la quantité mesurable par un détecteur. L'intégration est réalisée entre 44° et 46° et la quantité obtenue est normalisée par l'intégrale du diagramme de rayonnement de la microcavité de référence (Figure 1.9) sur le même intervalle angulaire. Comme attendu, la puissance reçue converge vers une valeur limite (environ 96 fois la puissance émise par la microcavité de référence) à partir d'environ 13 couches. Ceci est un résultat essentiel qui conduira le fabricant à utiliser un nombre modéré de couches, et à ne pas espérer une exaltation irréaliste.

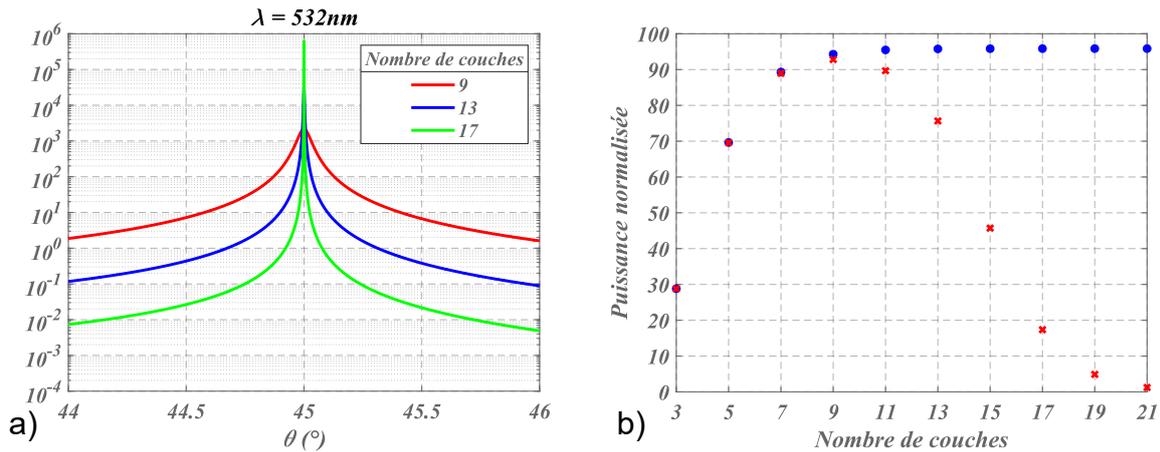


Figure 1.24 : a) Diagramme de rayonnement angulaire d'une microcavité ZAL pour 3 nombres de couches du miroir différents. b) Intégration du diagramme de rayonnement pour $44^\circ < \theta_0 < 46^\circ$ en fonction du nombre de couches pour des matériaux transparents (points bleus) et pour des matériaux faiblement absorbants (croix rouges). La puissance obtenue est normalisée par celle de la microcavité de référence sur le même intervalle angulaire.

Rappelons que l'équation (1.58) montre une limite intrinsèque pour une microcavité formée de matériaux transparents. Cependant une autre limite peut survenir en raison de l'absorption des composants. En effet, même si les indices imaginaires des couches minces sont très faibles (autour de 10^{-5}), l'absorption ne peut pas être négligée en raison du très fort champ électrique au voisinage de la ZAL. C'est pourquoi, on trace aussi en Figure 1.24 b) la puissance émise par la même cavité mais avec des matériaux présentant un indice imaginaire de 10^{-5} . La courbe présente cette fois ci un maximum autour de 9 couches. Ceci constitue à nouveau un résultat important dans le sens qu'il signifie que le nombre de couches p ne doit pas dépasser une valeur limite : contrairement à ce à quoi on pourrait s'attendre, un nombre trop élevé de couches réduit l'exaltation.

Jusqu'à présent nous avons montré que la quantité de puissance atteignant un détecteur est limitée ou réduite lorsque le nombre de couches du composant augmente. On peut aussi se demander si le champ électrique qui s'établit dans la structure croît indéfiniment avec le nombre de couches. Le champ électrique généré par un courant sur l'interface supérieure de la ZAL étant proportionnel à β^{2q} (voir équation (1.25) et (1.48)), cela semble être a priori le cas. Toutefois, il faut se rappeler que la quantité étudiée dans la relation (1.25) et tracée en Figure 1.15 correspond au champ électrique dans le plan de

Fourier spatial. Ainsi, pour obtenir la quantité ayant un sens physique, on doit effectuer la TF inverse, c'est-à-dire :

$$E(\vec{r}, z) = \int_{\vec{v}} \hat{E}(\vec{v}, z) e^{j2\pi\vec{v}\cdot\vec{r}} d\vec{v} \quad (1.59)$$

Le module carré $|E(\vec{r}, z)|^2$ de cette quantité physique est ainsi tracé sur la Figure 1.25 en fonction du nombre de couches. Par mesure de simplicité, le champ est évalué en $\vec{r} = \vec{0}$. De plus, l'intégration est limitée au domaine angulaire $44^\circ < \theta_0 < 46^\circ$ où l'exaltation a lieu. Enfin le champ est calculé à l'altitude z où il atteint un maximum, c'est-à-dire sur l'interface supérieure de la ZAL. Comme attendu le maximum de l'intensité du champ électrique est borné lorsque le nombre de couches augmente.

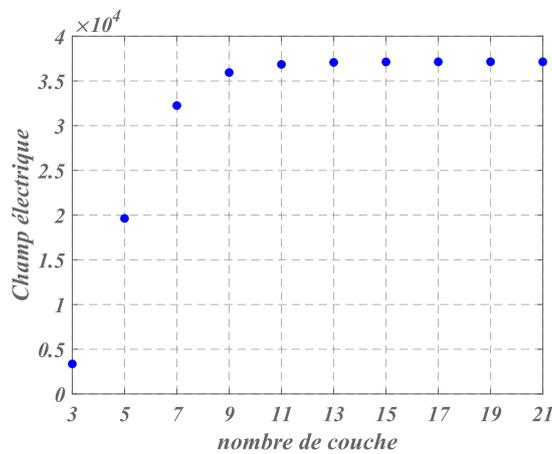


Figure 1.25 : Module carré du champ électrique après TF inverse en fonction du nombre de couches du miroir. Le champ est calculé sur l'interface supérieur de ZAL pour un courant unitaire.

Pour finir, une autre limite à l'exaltation peut aussi être considérée. C'est la précision de la fabrication de la cavité, c'est-à-dire la capacité à déposer des couches avec une épaisseur précise. Cette évaluation a déjà été effectuée pour les capteurs multi-diélectriques en espace libre [45], en tenant compte de l'uniformité de matière dans la machine de dépôt. On retiendra ici que la précision requise sur le dépôt dépend de l'exaltation recherchée. Typiquement les couches sont contrôlées à 0.1nm près, ce qui est suffisant pour rechercher des exaltations en dessous de 4 décades.

1.4.6.2 Sensibilité

La sensibilité n'est pas reliée directement à l'exaltation de l'émission mais plutôt au décalage spectral ou angulaire qui a lieu lors de la contamination du substrat. Deux types de contamination sont considérés. Le premier cas correspond à un substrat uniformément contaminé donnant lieu à une variation relative Δn_s de son indice optique. Le deuxième cas correspond à une contamination de la dernière couche du composant (la ZAL) donnant lieu à une variation relative $\Delta(ne)$ de son épaisseur optique.

Les résultats numériques sont donnés en Figure 1.26 qui montre le décalage spectral $\Delta\lambda$ du pic d'exaltation dans les deux cas de contamination. Pour être en conformité avec la partie 1.4.6.1, on choisit une structure ZAL avec un nombre de couches limité et possédant une faible absorption. La structure est donc celle de la Figure 1.17 mais avec des couches présentant un indice optique imaginaire de 10^{-5} . On observe qu'une variation de 10^{-4} de Δn_s et $\Delta(ne)$ donne lieu à un décalage spectral de 0.034 nm et de 0.006 nm respectivement i.e. une sensibilité moyenne de $\frac{\Delta n_s}{\Delta\lambda} = 2.9 \cdot 10^{-3} \text{nm}^{-1}$ et $\frac{\Delta(ne)}{\Delta\lambda} = 1.7 \cdot 10^{-2} \text{nm}^{-1}$.

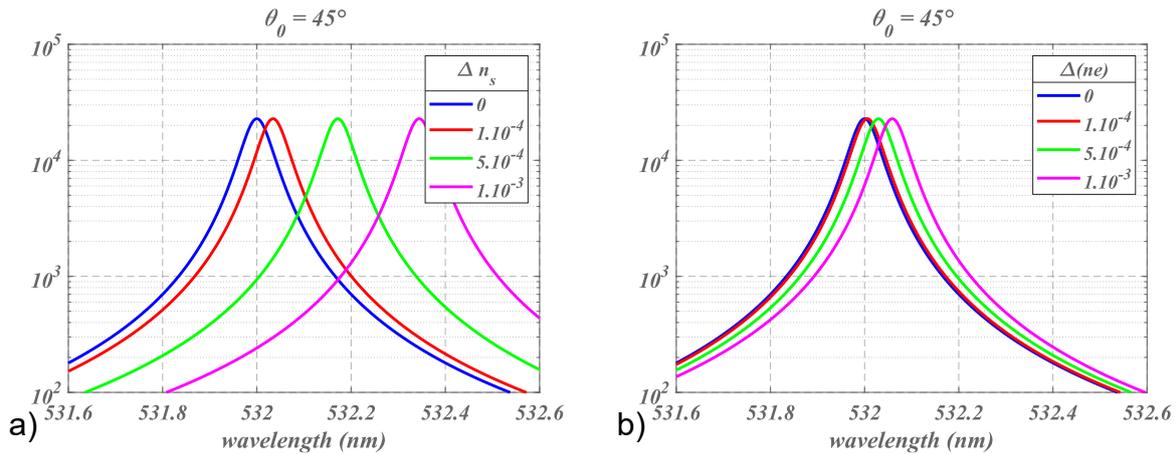


Figure 1.26: Décalage spectral généré par une altération de l'indice optique du substrat a) et de l'épaisseur optique de la dernière couche b). La structure étudiée est celle de la Figure 1.17.

La plus petite valeur mesurable de Δn_s dépendra finalement de la performance du spectrophotomètre mesurant le profil spectral de lumière reçue. Rappelons que, en utilisant par exemple un réseau holographique de 1800 lignes/mm et une distance focale effective de 200 mm, la dispersion linéaire obtenue dans le plan focal de ce dispositif sera d'environ 2nm/mm. Cela implique un échantillonnage tous les 0.05nm si l'on dispose dans le plan focal d'un réseau de photodiode avec un pas de 26 μ m. Le profil spectral tracé sur la figure (1nm de largeur) sera ainsi réparti sur environ 20 photodiodes. Si l'on suppose que le bruit est déterminé uniquement par le bruit de grenaille (shot noise), ce qui est le cas avec une caméra scientifique à faible bruit en ajustant proprement le temps d'intégration, des simulations simples montrent que le plus petit décalage spectral détectable du barycentre sera meilleur qu'un dixième du pas d'échantillonnage, i.e. 5pm ; donnant ainsi un minimum Δn_s de 10^{-5} .

1.5 Optique modale en microcavités

Jusqu'ici nous nous sommes limités au flux émis en espace libre dans les milieux extrêmes. L'objectif de cette partie est d'étudier la présence de modes guidés dans un filtre en couches minces. Plus précisément, l'idée est d'optimiser une structure multicouche dans le but de permettre la propagation d'un mode guidé à une fréquence arbitraire choisie au préalable. Ce mode pourra ensuite être généré par la source présente dans la microcavité,

et utilisé pour une application de type capteur. On notera que ce mode peut être découplé au moyen d'un prisme ou d'un réseau, de sorte que la détection de contaminants pourrait être opérée en analysant son décalage spectral ou angulaire. Par ailleurs, cette partie permet de calculer la quantité de lumière qui reste piégée sous forme de modes dans la cavité, dont nous aurons besoin au Chapitre 4.

1.5.1 Modes guidés dans un filtre en couches minces

Nous avons écrit précédemment (partie 1.4.2) que les zéros de la différence d'admittance ΔY correspondent aux modes guidés de la structure. Cette affirmation peut être démontrée de la façon suivante.

Un mode guidé à une fréquence spatiale notée ν_g , correspond à une onde électromagnétique se propageant sans pertes (radiatives ou dissipatives) à l'intérieur de la structure dans la direction parallèle aux interfaces. Dans ce cas-là, il n'existe aucune onde progressive dans le superstrat et seule une onde rétrograde est présente. En utilisant le formalisme des couches minces optiques, cela revient à ce que l'admittance calculée à partir du substrat sur l'interface supérieure du composant, $Y_0(\nu_g)$, soit égale à l'indice effectif $-\tilde{n}_0(\nu_g)$ du superstrat. Cela impose donc un zéro exact (en opposition à asymptotique) de la différence d'admittance ainsi qu'un pôle exact du coefficient de réflexion à ν_g (voir relation (1.36)).

Nous avons aussi affirmé que le domaine des fréquences modales est limité à la fenêtre modale définie comme :

$$\max(k_0, k_s) < \sigma_g < \max(k_i), \quad i \in \{1, \dots, p\} \quad \text{avec} \quad \sigma_g = 2\pi\nu_g \quad (1.60)$$

La limite inférieure de la fenêtre modale se démontre comme suit. L'onde électromagnétique associée à un mode doit pouvoir se propager sans pertes radiatives dans les milieux extrêmes. Ainsi les champs dans ces milieux doivent être évanescents, c'est-à-dire qu'ils doivent s'atténuer en $e^{-\alpha_s''z}$ dans le substrat et en $e^{\alpha_0''z}$ dans le superstrat. Pour cela, et comme $\alpha_i^2 = k_i^2 - \sigma_g^2$, la pulsation modale σ_g doit être supérieure au maximum du nombre d'onde dans le substrat et dans le superstrat de manière à rendre les quantités α_s et α_0 purement imaginaires. Dans ces conditions, le flux transporté par ces ondes dans les milieux extrêmes est nul [2], puisqu'il est proportionnel à la partie réelle de l'indice effectif. On retrouve là un résultat bien connu sur les ondes évanescentes.

La démonstration de la limite supérieure est plus délicate et ne sera pas détaillée ici. Elle peut être trouvée dans [2].

Enfin, notons que ces résultats ont été obtenus pour des composants transparents. Ils restent valables dans le cas de matériaux absorbants avec une limite plus floue concernant la fenêtre modale [2].

1.5.2 Construire un mode guidé : la structure MZAL

Contrairement à la fenêtre de l'espace libre, un zéro exact de la différence d'admittance peut être obtenu dans la fenêtre modale. Pour cela, par analogie avec les structures ZAL, on utilise le concept de structure MZAL (Modal Zero Admittance Layer). Une MZAL est ainsi une couche de matériau diélectrique générant un zéro de la différence d'admittance à une fréquence spatiale choisie au préalable dans la fenêtre modale. Elle peut être déposée sur un substrat semi infini ou sur un composant multicouche arbitraire.

Le principe de conception est le suivant. Pour une fréquence spatiale ν_g , l'admittance Y_0 sur l'interface supérieure de la MZAL doit valoir $-\tilde{n}_0$ pour garantir $\Delta Y_0 = 0$. On a donc :

$$\begin{aligned} Y_0(\nu_g) &= -\tilde{n}_0(\nu_g) \\ \Leftrightarrow \frac{Y_1(\nu_g) \cos(\delta_1(\nu_g)) - j\tilde{n}_1(\nu_g) \sin(\delta_1(\nu_g))}{\cos(\delta_1(\nu_g)) - j\frac{Y_1(\nu_g)}{\tilde{n}_1(\nu_g)} \sin(\delta_1(\nu_g))} &= -\tilde{n}_0(\nu_g) \\ \Leftrightarrow \tan(\delta_1(\nu_g)) &= -j\tilde{n}_1(\nu_g) \frac{Y_1(\nu_g) + \tilde{n}_0(\nu_g)}{\tilde{n}_1^2(\nu_g) + Y_1(\nu_g)\tilde{n}_0(\nu_g)} \end{aligned} \quad (1.61)$$

La condition de la fenêtre modale (1.60) impose que \tilde{n}_0 et Y_1 soient purement imaginaires et que \tilde{n}_1 soit réel. L'épaisseur de la couche MZAL doit donc être choisie de manière à satisfaire la relation suivante :

$$\tan(\delta_1(\nu_g)) = \tilde{n}_1(\nu_g) \frac{Y_1''(\nu_g) + \tilde{n}_0''(\nu_g)}{\tilde{n}_1^2(\nu_g) - Y_1''(\nu_g)\tilde{n}_0''(\nu_g)} \quad (1.62)$$

où X'' désigne la partie imaginaire de la quantité X .

Cette relation est une généralisation à un système multicouche de la condition modale que l'on peut trouver dans la littérature [31].

1.5.3 Résultats numériques

A titre d'exemple on considère le cas simple d'un substrat semi-infini de verre ($n_s = 1.52$) sur lequel est déposée une monocouche de matériau haut indice ($n_1 = n_H = 2.25$). L'épaisseur de la couche est déterminée de manière à obtenir un mode guidé à $\nu_g = 1.6/\lambda^0$ avec $\lambda^0 = 532$ nm. Pour cela, on utilise la relation (1.62) avec $Y_1 = \tilde{n}_s$. L'épaisseur obtenue est de $e_1 = 52.145$ nm. Le superstrat est composé d'air.

On trace sur la Figure 1.27 la densité spectrale de puissance par unité d'angle polaire pour un courant situé sur l'interface supérieure de la MZAL. Cette densité est tracée en polarisation TE en fonction de la fréquence spatiale normalisée par la longueur d'onde $\nu^* = \nu\lambda^0$. Suivant (1.60), la fenêtre modale est définie comme $n_s < \nu^* < n_H$ et est modélisée par 2 lignes noires verticales. On observe un pic d'émission de la densité de

puissance à $\nu_g^* = 1.6$ comme attendu. Notons que les données numériques ne sont pas normalisées comme dans le cas de l'espace libre, car nous n'avons pas de référence quasi-lambertienne dans la fenêtre modale.

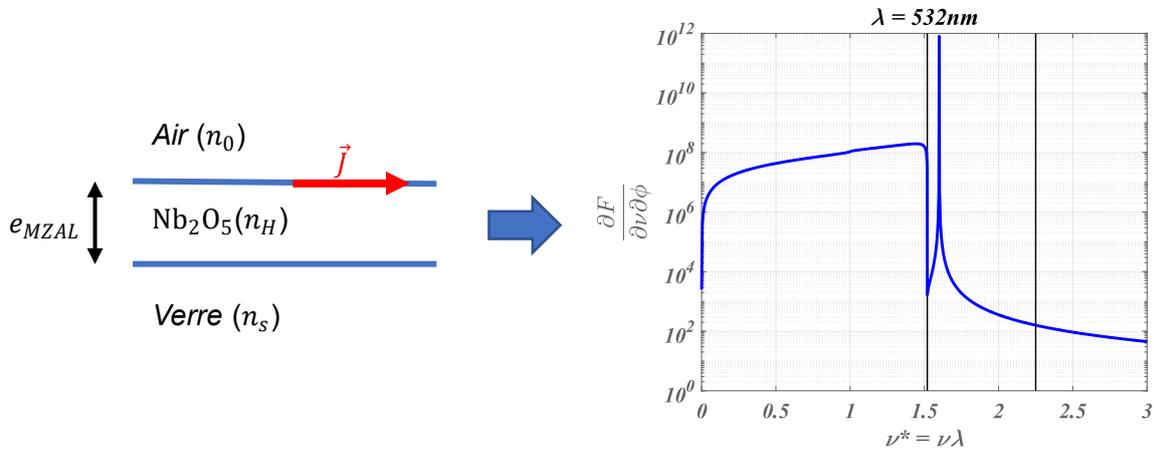


Figure 1.27 : Densité spectrale de puissance fournie par un courant positionné sur l'interface supérieure d'une MZAL, en fonction de la fréquence spatiale normalisée. Polarisation TE.

Le zéro de la différence d'admittance étant exact (et non asymptotique), la densité spectrale de puissance diverge en $\nu = \nu_g$. Pour éviter cette divergence et calculer de manière numérique la puissance contenue dans le mode, une faible valeur de l'indice optique imaginaire ($n'' = 10^{-6}$) a été introduite. Cette procédure est globalement justifiée dans le cas des très faibles absorptions [24] et évite l'implémentation du théorème des Résidus pour le calcul de la puissance du mode.

L'intégrale de la densité spectrale donne la puissance fournie par le courant dans un plan défini par l'angle polaire ϕ . On trouve ainsi que la puissance émise dans la fenêtre modale est 1.58 fois plus importante que celle rayonnée en espace libre. En d'autres termes, la lumière qui reste piégée dans la structure peut être plus importante que la lumière rayonnée en espace libre. Ce résultat est important et peut être étendu à la diffusion piégée [24] ; elle le sera également pour le rayonnement thermique piégé dans le Chapitre 4. Notons que pour étudier cette lumière piégée il est nécessaire d'étudier la puissance et non le flux. En effet le flux dans les milieux extrêmes devient nul dans la fenêtre modale en raison des indices effectifs imaginaires.

Enfin, on peut vérifier que le champ qui s'établit dans la structure a bien une structure de mode guidé à la fréquence spatiale ν_g . C'est en effet ce que l'on observe sur la Figure 1.28 où l'on trace le module carré du champ en fonction de l'altitude z dans le composant. Comme toujours, l'interface $z = 0$ correspond à l'interface entre le superstrat et le substrat.

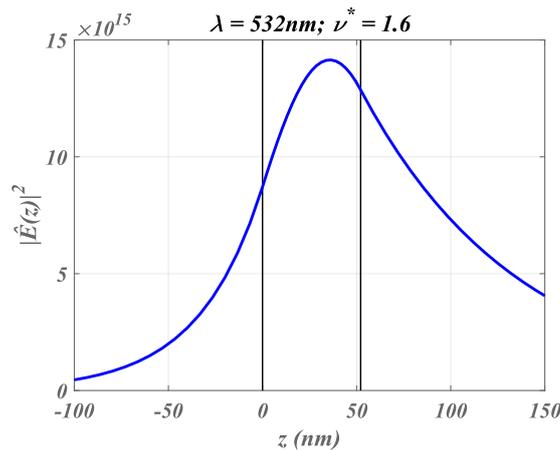


Figure 1.28 : Distribution du module carré du champ électrique à la fréquence spatiale ν_g . Structure MZAL de la Figure 1.27.

1.6 Conclusion

Une des conclusions majeures de ce Chapitre 1 est que les techniques de synthèse des exaltations de l'espace libre peuvent être étendues au cas des microcavités. Cette remarque se retrouve dans le fait que la différence d'admittance est présente au dénominateur du champ généré par un courant dans la cavité (équation (1.25)) et du champ généré par une illumination extérieure. Pour ce dernier cas il faut se rappeler que le champ est proportionnel au coefficient de réflexion (1.20) qui possède lui-même la différence d'admittance de la première interface au dénominateur (1.10). Ainsi, dans les deux cas, les zéros de la différence d'admittance pilotent les phénomènes d'exaltations du champ. On appelle aussi ces zéros, pôles de la structure, dans le sens où ils correspondent aux pôles du champ.

Ce résultat a permis que dans ce chapitre, les structures ZAL développées pour l'espace libre [2,27] soient reprises et adaptées dans une configuration de type microcavité (partie 1.4). Comme attendu, ces structures génèrent une exaltation du champ produit par une source de courant présente dans le composant. L'exaltation a lieu dans le substrat permettant de concevoir une alternative intéressante aux capteurs optiques développés pour l'espace libre [45,46]. En effet, la suppression de l'illumination et la simplification de la détection apportent un avantage important en termes de taille, d'utilisation et de coût du composant final. Notons que ces résultats sont théoriques et doivent être complétés par des résultats expérimentaux. Un projet ANR a été élaboré avec le CHREA et le LAAS dans ce but.

En plus de l'exaltation de champ requise dans le substrat, ce nouveau type de capteur ne pourrait être fonctionnel sans une exaltation du rayonnement dans le superstrat. Or ce sont aussi les pôles de la structure qui pilotent les exaltations de ce rayonnement. Ainsi, avec les structures ZAL, on a pu montrer comment contrôler a priori les fréquences de résonance. Le rayonnement est alors confiné et exalté dans une faible bande spectrale et angulaire. Il faut préciser que si le diagramme de rayonnement « local » n'est pas borné,

la quantité mesurable ne peut pas excéder une valeur maximale. On a également montré qu'il ne fallait pas rechercher à amplifier l'exaltation avec des miroirs plus performants ; au-delà d'un certain nombre de couches, l'amplification du champ diminue. Enfin, on a montré qu'il était possible de synthétiser des exaltations multiples, simultanément en angles et longueurs d'onde.

Précisons pour terminer que les zéros de la différence d'admittance pilotent aussi l'exaltation de la puissance fournie par la source de courant. Cette quantité, plus générale que le flux à travers une surface normale à l'axe z , est essentielle pour étudier la quantité de lumière qui reste à l'intérieur du composant pour se propager sous forme de modes guidés [24–26]. A la différence de l'espace libre où les pôles sont asymptotiques, une simple monocouche permet de générer des pôles exacts dans la fenêtre modale. Ainsi, une méthode analytique donnant l'épaisseur de la monocouche (appelée MZAL) a été présentée pour positionner les modes de manière arbitraire. Une application capteur est là aussi possible en découplant les modes au moyen d'un réseau ou d'un prisme.

Les structures ZAL permettent donc de contrôler le rayonnement en espace libre et dans la fenêtre modale d'un courant surfacique unitaire. Les sources du rayonnement thermique peuvent être modélisées par des courants, ce qui permet d'imaginer l'utilisation des structures ZAL pour le contrôle du rayonnement. C'est ce qui sera fait au Chapitre 3. Avant cela, et comme ces courants thermiques s'expriment en fonction de la température du composant, il est nécessaire d'étudier cette dernière, ce qui constitue l'objet du Chapitre 2.

Chapitre 2 Température photo-induite dans les filtres optiques interférentiels

2.1 Introduction

Comme nous l'avons déjà évoqué dans la conclusion du Chapitre 1, les sources du rayonnement thermique s'expriment en fonction de la température. Il est donc primordial de disposer d'un outil théorique permettant de prévoir avec précision l'élévation de température induite par une illumination extérieure dans un filtre interférentiel. Cette température résulte de l'absorption d'un éclairage optique par le filtre, et sera appelée en conséquence : température photo-induite. Il s'agit d'une grandeur spatio-temporelle qui dépend de nombreux paramètres que sont la formule du filtre, les propriétés optiques et thermiques des matériaux utilisés, la nature du substrat, les techniques de dépôt, la durée d'impulsion de la source optique ainsi que sa polarisation, son angle d'incidence, sa taille de spot et sa longueur d'onde moyenne.

La détermination de la température n'est pas seulement essentielle au calcul du rayonnement thermique. En effet, les effets de la température sont omniprésents dans les systèmes optiques et peuvent induire de nombreux problèmes comme, des contraintes mécaniques, un endommagement des matériaux ou encore une modification des propriétés optiques. Par ailleurs, la mesure directe de la température n'est pas évidente notamment lorsque les variations temporelles de la source optique sont rapides (de l'ordre de la ns). Ainsi, plusieurs modèles ont été développés dans la littérature afin de prédire l'élévation de température dans les couches minces. La plupart s'appuient sur la résolution de l'équation de la chaleur à l'aide de méthodes numériques comme celles des éléments finis [4–9]. Il existe aussi des modèles analytiques, dans le sens où ils ne font pas majoritairement appel à des méthodes numériques, mais ceux-ci utilisent souvent une description partielle de la source thermique [12,13] ou considèrent des régimes lasers continus ou infiniment courts [14,15].

Disposer d'un outil analytique est pourtant d'un grand intérêt car cela permet de mieux comprendre la physique sous-jacente et l'influence des différents paramètres de l'illumination et du composant. Cela ouvre en outre la voie à la résolution de nombreux problèmes inverses comme la détermination des paramètres optiques et thermiques du composant à partir d'une mesure de la température.

L'objectif de ce chapitre est donc de proposer un modèle complet de la température photo-induite dans les couches minces soumises à une illumination pulsée ou continue. Il est essentiellement analytique, dans le sens où il ne fait pas appel à des méthodes

numériques mais s'appuie plutôt sur les méthodes analytiques développées en optique pour le calcul du champ électromagnétique, et présentées au Chapitre 1. Ainsi, on utilisera les mêmes Transformées de Fourier par rapport au temps et à l'espace permettant d'utiliser une analogie optique/thermique, démontrée dans le deuxième plan de Fourier, et reliant l'équation de la diffusion de la chaleur à celle de la propagation optique dans un milieu métallique [28]. Grâce à cette analogie, le problème de la diffusion de la chaleur dans les systèmes multicouches peut être traité de la même manière que celui de la diffusion volumique de la lumière par des hétérogénéités d'indice dans ces mêmes systèmes [22]. Ainsi plusieurs quantités optiques comme les indices effectifs ou les admittances complexes sont étendues à la thermique, permettant une application directe des différents codes de calcul utilisés en optique. Précisons enfin que la détermination de la température s'effectue dans le cadre de la loi de Fourier, ce qui présuppose une hypothèse d'équilibre thermodynamique local [31,32,56] dans les couches minces. On reviendra sur les limites de validité de cette hypothèse dans la suite du chapitre.

Ce modèle possède d'autres avantages que ceux cités plus haut. Il permet en effet de mieux cibler le phénomène d'endommagement laser [10,11] et celui d'auto-organisation de nanoparticules [20,21] ce que nous montrerons au cours de ce chapitre.

Ce chapitre s'organise de la façon suivante. En section 2.2, la modélisation analytique de la température photo-induite dans les filtres interférentiels est présentée. Comme expliqué précédemment elle s'appuie sur la résolution de l'équation de la chaleur au sens de Fourier. Les limites de cette approche sont détaillées dans la sous-section 2.2.1.2. Dans le but de clarifier et simplifier cette partie, certains passages, jugés trop calculatoires et non essentiels à la compréhension globale, sont reportés en annexes. Les sections suivantes sont réservées aux différents résultats numériques obtenus. Ainsi la section 2.3 présente l'étude d'une monocouche soumise à une illumination laser pulsée. Les réponses temporelles et spatiales sont étudiées, ainsi que l'influence des paramètres lasers et de la partie imaginaire de l'indice optique sur l'élévation maximale de température dans la couche. La section 2.4 est quant à elle dévolue à l'étude de deux composants multicouches : un miroir et un filtre Fabry-Perot. Les résultats sont utilisés pour comparer les seuils d'endommagement thermique et électromagnétique en fonction des paramètres de l'illumination et des indices optiques imaginaires des matériaux. Les effets du taux de répétition des pulses sont ensuite analysés dans la section 2.5. Enfin, la section 2.6 présente le concept de « franges thermiques » qui permet de proposer une explication aux phénomènes d'auto-organisation de nanoparticules étudié au LHC (Laboratoire Hubert Curien), et dont les résultats ont été publiés dans [21].

Dans tous les cas on retiendra que cette modélisation de la température est indispensable aux calculs de rayonnement thermique qui font l'objet du Chapitre 3.

2.2 Modélisation de la température dans un système multicouche

Dans ce chapitre, on s'appuiera sur le schéma de la Figure 2.1. Les notations sont similaires à celles du Chapitre 1, avec (n_i, e_i) représentant l'indice optique et l'épaisseur de la couche $n^{\circ}i$. On rajoute les propriétés thermiques avec (a_i, b_i) représentant la diffusivité thermique et la conductivité thermique. On suppose que les couches sont à l'équilibre thermodynamique local (voir section 2.2.1.2), ce qui permet de définir dans chaque couche un champ de température $T_i(\vec{r}, z, t)$. Ce champ possède 4 variables qui sont le temps t et les 3 variables d'espace $(x, y, z) = (\vec{r}, z) = \vec{\rho}$. Tout l'objectif de ce chapitre est de relier ce champ de température aux propriétés des couches (indice optique, conductivité, diffusivité, épaisseur) ainsi qu'aux propriétés du faisceau incident (énergie, répartition spatiale et temporelle).

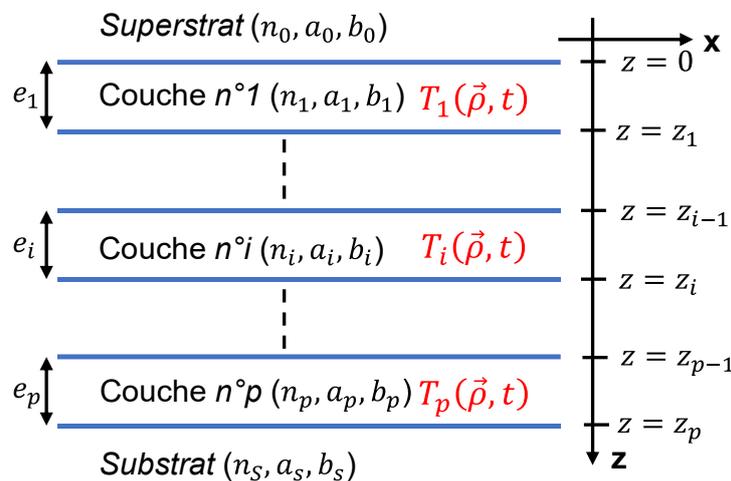


Figure 2.1 : Géométrie d'un filtre en couches minces optiques pour un calcul de température. Le composant est supposé à l'équilibre thermodynamique local permettant la définition d'un champ de température $T_i(\vec{\rho}, t)$ en tout point et en chaque instant.

2.2.1 Equation de la chaleur : énoncé & limites de validité

2.2.1.1 Enoncé

Par souci de simplicité, on considérera des milieux linéaires, homogènes et isotropes du point de vue de l'Optique et de la Thermique. Cela veut dire que l'on considérera que les propriétés thermodynamiques ne dépendent pas de la position, de la direction ou de la température. Ces hypothèses sont raisonnables dans le cas des couches minces optiques en raison des relatives faibles variations de température en général. En s'appuyant sur [56], le principe de conservation de l'énergie permet de relier la variation de température à l'intérieur d'une couche aux flux de chaleur sortant de la couche et à la

source thermique présente dans la couche. Ainsi, l'équation du bilan d'énergie dans une couche de volume Ω délimitée par une surface Σ , de normale \vec{n}_{ext} , s'écrit [56] :

$$\int_{\Omega} \rho_i c_{P_i} \frac{\partial T_i}{\partial t} dV = - \int_{\Sigma} (\vec{q}_i^R + \vec{q}_i^{cd} + \vec{q}_i^{cc}) \cdot \vec{n}_{ext} dS + \int_{\Omega} S_i dV \quad (2.1)$$

avec $T_i(\vec{\rho}, t)$, ρ et c_P la température, la masse volumique et la capacité thermique à pression constante à un point $\vec{\rho}$ dans la couche $n^o i$ et au temps t . La quantité $S_i(\vec{\rho}, t)$ représente la source thermique c'est-à-dire la densité de puissance volumique dissipée au point $\vec{\rho}$ à l'instant t . Les quantités \vec{q}_i^R , \vec{q}_i^{cd} et \vec{q}_i^{cc} sont les flux de chaleur correspondant aux trois modes de transferts thermiques possibles, à savoir le transfert par rayonnement, celui par conduction et celui par convection.

Le bilan d'énergie sous forme intégrale de la relation (2.1) s'écrit aussi sous forme locale comme :

$$\rho_i c_{P_i} \frac{\partial T_i}{\partial t} = -\text{div}(\vec{q}_i^R + \vec{q}_i^{cd} + \vec{q}_i^{cc}) + S_i \quad (2.2)$$

Dans ce qui suit, on ne considérera pas le refroidissement par rayonnement. Du fait de la faible absorption des couches, ce dernier est très faible devant la conduction. De la même façon, par souci de simplicité on ne considérera pas la convection qui a lieu, dans notre cas de substrats diélectriques épais, uniquement dans le superstrat par la convection naturelle de l'air. Ces hypothèses conduiront à surestimer légèrement l'augmentation de température des couches minces.

Dans le cadre de la loi de Fourier, le flux de chaleur par conduction s'écrit [31,32,56] :

$$\vec{q}_i^R = -b_i \overrightarrow{\text{grad}}(T_i) \quad (2.3)$$

où b_i est la conductivité thermique en $W.m^{-1}.K^{-1}$ (avec l'hypothèse d'isotropie et de linéarité). Ainsi, l'équation (2.2) s'écrit :

$$\Delta T_i(\vec{\rho}, t) - \frac{1}{a_i} \frac{\partial T_i}{\partial t}(\vec{\rho}, t) = -\frac{1}{b_i} S_i(\vec{\rho}, t) \quad (2.4)$$

avec $a_i = b_i/\rho c_P$ la diffusivité thermique en $m^2.s^{-1}$ et $\Delta T_i = \frac{\partial^2 T_i}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_i}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T_i}{\partial z^2}$. L'équation (2.4) est bien connue sous le nom d'équation de la chaleur. C'est cette équation que l'on se propose de résoudre pour accéder au champ de température induit par une source de lumière externe, dans un filtre en couches minces.

2.2.1.2 Limites de la loi de Fourier

La stratégie de résolution de l'équation (2.4) pour déterminer la température dans des systèmes multicouches est celle généralement adoptée dans la littérature [4-9,12-15]. Cette stratégie ne s'applique pas à toutes les situations en raison des limites de la loi de Fourier exprimée en (2.3). Cette loi suppose un transfert de chaleur de type

diffusif [31,32,56], ce qui veut dire que, aux échelles temporelles et spatiales considérées, les vecteurs de la conduction (phonons dans un milieu diélectrique) rentrent en collision un grand nombre de fois. Cela correspond à l'hypothèse d'équilibre thermodynamique local où la température peut être définie à tout instant et en chaque endroit.

Dans certaines conditions, l'équilibre n'est plus garanti. C'est le cas lorsque les dimensions du système considéré sont inférieures à la distance moyenne entre deux collisions des vecteurs de la conduction. On peut imaginer ainsi une couche suffisamment fine pour que les phonons passent d'une interface à l'autre sans se rencontrer. Dans ce cas, la température ne peut plus être définie et le transfert de chaleur est de type balistique. On appellera cette situation « cas spatial ». Une autre situation hors équilibre, appelée « cas temporel », apparaît lorsque les variations temporelles de la source thermique sont inférieures à la durée moyenne entre deux collisions des vecteurs de la conduction. Cela est possible dans le cadre de laser impulsif ultra court (typiquement avec une durée de pulse de l'ordre de la picoseconde (ps) ou de la femtoseconde (fs)). En effet, le temps de relaxation des phonons (c'est-à-dire le temps que l'énergie apportée par le laser se transmette au phonon) est de l'ordre de 10^{-10} s dans les solides [56]. Pour pallier ce problème, des modèles plus évolués doivent être considérés en introduisant un terme de retard dans la loi de Fourier [56] ou encore en considérant la température des électrons indépendamment de celle des phonons (modèle de température à deux échelles [31,57]).

Un critère issu de la Physique Statistique permet de déterminer dans quel cadre on se place. C'est le nombre Knudsen [31,32] défini, dans le cas spatial, comme le rapport entre le libre parcours moyen des phonons avec la longueur caractéristique du système, et dans le cas temporel, comme le rapport entre, la durée moyenne entre deux collisions consécutives des phonons, et le temps caractéristique du système. Pour pouvoir appliquer la loi de Fourier il faut donc avoir un nombre de Knudsen < 1 . Dans le cadre de notre étude, on considérera des impulsions lasers de durées supérieures ou égales à 100 ps, garantissant l'équilibre thermodynamique local dans le cas temporel. Pour le cas spatial, la longueur caractéristique du système est l'épaisseur des couches qui est de l'ordre de grandeur des longueurs d'onde du visible. Cette épaisseur n'est pas très loin du libre parcours moyen des phonons dans les diélectriques solides (45 nm à 300K dans le silicium [31]). Ainsi, même si cela garantit un nombre de Knudsen < 1 dans le cas spatial, il faut garder à l'esprit que la frontière avec un autre domaine de la Physique, où la loi de Fourier n'est plus applicable, n'est pas très éloignée.

2.2.2 Résolution analytique de l'équation de la chaleur

La résolution de l'équation de la chaleur est réalisée le plus souvent avec des méthodes numériques [4–9]. Nous avons choisi d'opter pour une résolution analytique pour les raisons invoquées dans l'introduction de chapitre. Cette résolution s'appuie sur l'utilisation de Transformées de Fourier (TF) et sur l'analogie Optique/Thermique [28]

qui permet de réutiliser, dans le cadre de la Thermique, les outils utilisés au Chapitre 1 pour la synthèse électromagnétique des filtres en couches minces.

2.2.2.1 Utilisation des Transformées de Fourier

Dans le premier plan de Fourier, l'équation (2.4), devient :

$$\Delta \tilde{T}_i(\vec{\rho}, f) + \frac{j2\pi f}{a_i} \tilde{T}_i(\vec{\rho}, f) = -\frac{1}{b_i} \tilde{S}_i(\vec{\rho}, f) \quad (2.5)$$

où f est la fréquence temporelle, variable de Fourier conjuguée à t . On a utilisé la même TF que celle utilisée en Optique au Chapitre 1, à savoir :

$$\tilde{T}_i(\vec{\rho}, f) = \int_t T_i(\vec{\rho}, t) e^{j2\pi f t} dt \Leftrightarrow T_i(\vec{\rho}, t) = \int_f \tilde{T}_i(\vec{\rho}, f) e^{-j2\pi f t} df \quad (2.6)$$

Dans le deuxième plan de Fourier, l'équation (2.5), s'écrit :

$$\frac{\partial^2 \hat{T}_i}{\partial z^2}(\vec{v}, z, f) + \alpha_i^2(\vec{v}, f) \hat{T}_i(\vec{v}, z, f) = -\frac{1}{b_i} \hat{S}_i(\vec{v}, z, f) \quad (2.7)$$

avec :

$$\alpha_i^2 = \frac{j2\pi f}{a_i} - \sigma^2 \quad \text{et} \quad \begin{cases} \sigma = 2\pi v \\ v = |\vec{v}| \end{cases} \quad (2.8)$$

où \vec{v} est la fréquence spatiale, variable de Fourier conjuguée à \vec{r} . Là aussi la même TF que celle de l'Optique a été utilisée, à savoir :

$$\hat{T}_i(\vec{v}, z, f) = \int_{\vec{r}} \tilde{T}_i(\vec{r}, z, f) e^{-j2\pi \vec{v} \cdot \vec{r}} d\vec{r} \Leftrightarrow \tilde{T}_i(\vec{r}, z, f) = \int_{\vec{v}} \hat{T}_i(\vec{v}, z, f) e^{j2\pi \vec{v} \cdot \vec{r}} d\vec{v} \quad (2.9)$$

On notera à ce stade que la formulation donnée en (2.7) est, d'un point de vue mathématique, la même régissant la diffusion de la chaleur ou la propagation optique (au coefficient α près qui est différent en Optique) dans le deuxième plan de Fourier. Cela nous permettra en section 2.2.2.5 d'utiliser l'analogie Optique/Thermique [28] pour résoudre avec pragmatisme cette équation, c'est-à-dire en utilisant les modèles et codes de calculs déjà implémentés pour l'Optique.

2.2.2.2 Solutions homogènes et particulières

La solution de (2.7) est donnée par la somme de la solution homogène \hat{T}_i^h (sans second membre) et d'une solution particulière \hat{T}_i^g , soit :

$$\hat{T}_i(\vec{v}, z, f) = \hat{T}_i^h(\vec{v}, z, f) + \hat{T}_i^g(\vec{v}, z, f) \quad (2.10)$$

La solution particulière est donnée par :

$$\hat{T}_i^g(\vec{v}, z, f) = G_i(\vec{v}, z, f) *_z \left(-\frac{1}{b_i} \hat{S}_i(\vec{v}, z, f) \right) \quad (2.11)$$

où $*_z$ désigne un produit de convolution par rapport à la variable z , et G_i désigne la fonction de Green du système dans le milieu $n^{\circ}i$ dans le deuxième plan de Fourier:

$$G_i(\vec{v}, z, f) = \left[\frac{1}{2j\alpha_i(f, \nu)} \right] e^{j\alpha_i(f, \nu)|z|} \quad (2.12)$$

Explicitons (2.11) :

$$\hat{T}_i^g(\vec{v}, z, f) = - \left[\frac{1}{2j\alpha_i(f, \nu)b_i} \right] \int \hat{S}_i(\vec{v}, z', f) e^{j\alpha_i(f, \nu)|z-z'|} dz' \quad (2.13)$$

On notera ici que chaque intégrale \hat{T}_i^g porte sur l'épaisseur d'une couche ($z_{i-1} < z' < z_i$). Dans le cas de milieux extrêmes absorbants (i.e. contenant également une source de chaleur), il faudra aussi intégrer sur les domaines ($-\infty < z' < 0$) et ($z_p < z' < \infty$). Quant à la solution homogène, elle s'écrit classiquement comme :

$$\hat{T}_i^h(\vec{v}, z, f) = T_i^+(\vec{v}, f) e^{j\alpha_i(f, \nu)z} + T_i^-(\vec{v}, f) e^{-j\alpha_i(f, \nu)z} \quad (2.14)$$

Ce sont ces dernières constantes T_i^{\pm} qui constituent les inconnues du problème, et qui seront déterminées grâce aux relations de passage aux interfaces du multicouche. Le problème sera facilité par l'utilisation de l'analogie Optique/Thermique [28], qui permettra d'introduire indifféremment le formalisme des admittances optiques ou thermiques.

2.2.2.3 Flux de chaleur

Le flux de chaleur a été introduit par la loi de Fourier (équation (2.3)). Chacune de ses composantes sur $u = x, y$ ou z vérifie une équation similaire à celle de la température. Cette équation s'écrit dans le deuxième plan de Fourier comme :

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \hat{q}_{u,i}}{\partial z^2}(\vec{v}, z, f) + \alpha_i^2(f, \nu) \hat{q}_{u,i}(\vec{v}, z, f) = j2\pi\nu_u \hat{S}_i(\vec{v}, z, f) \text{ si } u = \{x, y\} \\ \frac{\partial^2 \hat{q}_{z,i}}{\partial z^2}(\vec{v}, z, f) + \alpha_i^2(f, \nu) \hat{q}_{z,i}(\vec{v}, z, f) = \frac{\partial \hat{S}_i}{\partial z}(\vec{v}, z, f) \end{cases} \quad (2.15)$$

avec :

$$\hat{q}_{u,i}(\vec{v}, z, f) = \vec{\hat{q}}_{u,i}(\vec{v}, z, f) \cdot \vec{u} = \begin{cases} -j2\pi\nu_u b_i \hat{T}_i(\vec{v}, z, f) \text{ si } u = \{x, y\} \\ -b_i \frac{\partial \hat{T}_i}{\partial z}(\vec{v}, z, f) \text{ si } u = z \end{cases} \quad (2.16)$$

On notera que, par rapport à l'équation (2.7) de la température, seul le second membre est différent en raison des dérivations spatiales. En conséquence chaque composante du

flux s'exprime sous la forme d'une solution homogène $\hat{q}_{u,i}^h$ et d'une solution particulière $\hat{q}_{u,i}^g$, avec des expressions analogues à celles données en (2.11) et (2.14), soit :

$$\hat{q}_{u,i}^g(\vec{v}, z, f) = \begin{cases} G_i(\vec{v}, z, f) *_z j2\pi\nu_u \hat{S}_i(\vec{v}, z, f) & \text{si } u = \{x, y\} \\ G_i(\vec{v}, z, f) *_z \frac{\partial \hat{S}_i}{\partial z}(\vec{v}, z, f) & \text{si } u = z \end{cases} \quad (2.17)$$

et :

$$\hat{q}_{u,i}^h(\vec{v}, z, f) = q_{u,i-1}^+(\vec{v}, f) e^{j\alpha_i(f, \nu)z} + q_{u,i-1}^-(\vec{v}, f) e^{-j\alpha_i(f, \nu)z} \quad (2.18)$$

Comme précédemment, les inconnues du problème sont les constantes $q_{u,i}^\pm$, la solution particulière étant donnée par (2.17).

2.2.2.4 Conditions aux limites

Nous disposons à ce stade des expressions analytiques de la température et du flux thermique, lesquelles satisfont aux équations (2.7) et (2.15). Ces équations étant linéaires par rapport au terme source \hat{S}_i , on peut donc résoudre le problème pour chaque terme source pris isolément, puis sommer les grandeurs obtenues (température et flux) pour tous les termes sources. C'est la méthode classiquement utilisée pour résoudre des problèmes de thermique dans des systèmes présentant plusieurs sous-systèmes [56].

Considérons le cas où seul existe le terme source volumique \hat{S}_i . Celui-ci a pour support en z la couche $n^o i$ limitée par les interfaces $i - 1$ et i . Désignons par \hat{T}_{ij} la température créée par cette source \hat{S}_i à l'interface j . Ecrivons les grandeurs de part et d'autre de la source volumique, en omettant désormais les variables \vec{v} et f . Nous avons au dioptre $i - 1$:

$$\begin{cases} \hat{T}_{i,i-1} = \hat{T}_i(z = z_{i-1}) = \hat{T}_i^h(z = z_{i-1}) + \hat{T}_i^g(z = z_{i-1}) \\ \hat{q}_{u,i,i-1} = \hat{q}_{u,i}(z = z_{i-1}) = \hat{q}_{u,i}^h(z = z_{i-1}) + \hat{q}_{u,i}^g(z = z_{i-1}) \end{cases} \quad (2.19)$$

et au dioptre i :

$$\begin{cases} \hat{T}_{i,i} = \hat{T}_i(z = z_i) = \hat{T}_i^h(z = z_i) + \hat{T}_i^g(z = z_i) \\ \hat{q}_{u,i,i} = \hat{q}_{u,i}(z = z_i) = \hat{q}_{u,i}^h(z = z_i) + \hat{q}_{u,i}^g(z = z_i) \end{cases} \quad (2.20)$$

Il nous faut maintenant utiliser les relations de passage à chaque interface de la température $\hat{T}_i(z)$ et du flux normal $\hat{q}_{z,i}(z)$, deux grandeurs dont on sait ici qu'elles sont continues [56] puisque la source ne présente pas de singularité (au sens des distributions). Dans ce qui suit nous désignerons par X'_i et X_i les grandeurs au dioptre i prises dans les milieux $n^o i - 1$ et $n^o i$ respectivement. Les relations de continuité s'écrivent ainsi :

$$\hat{T}'_{i,i-1} = \hat{T}_{i,i-1} \text{ et } \hat{q}'_{z,i,i-1} = \hat{q}_{z,i,i-1} \quad (2.21. a)$$

$$\hat{T}'_{i,i} = \hat{T}_{i,i} \quad \text{et} \quad \hat{q}'_{z,i,i} = \hat{q}_{z,i,i} \quad (2.21. b)$$

2.2.2.5 Introduction des admittances thermiques avec l'analogie Optique/Thermique

La résolution du problème va passer par l'introduction du formalisme des admittances complexes dans les systèmes multicouches, largement utilisé par ailleurs en optique pour les filtres interférentiels (voir Chapitre 1). Pour cela on utilisera les travaux développés dans [28] concernant les analogies optique/thermique, ce qui nous permettra de résoudre le problème par une méthode analogue à celle développée pour la diffusion de volume dans les filtres optiques [22].

En Optique les admittances permettent de relier le champ électrique au champ magnétique. Par analogie, on peut relier les flux suivant l'axe z aux températures à l'aide des admittances thermiques [28]:

$$\hat{q}'_{z,i,i-1} = Y'_{i-1} \hat{T}'_{i,i-1} \quad \text{et} \quad \hat{q}_{z,ii} = Y_i \hat{T}_{i,i} \quad (2.23)$$

Les admittances Y'_k et Y_k sont définies dans les régions exemptes de sources, c'est-à-dire ici en dehors de la couche $n^o i$. Ainsi elles seront calculées par des relations de récurrence qui ne font intervenir respectivement que les demi-espaces $z < z_{i-1}$ (pour Y'_{i-1}) et $z > z_i$ (pour Y_i). Comme dans le cadre Optique (voir partie 1.2.2), ces relations s'écrivent :

$$\left\{ \begin{array}{l} Y_p \\ \forall k \in \{i+1, \dots, p\}, Y_{k-1} \end{array} \right. = \frac{m_s}{\cos \delta_k - j \frac{Y_k}{m_k} \sin \delta_k} \quad (2.24)$$

et :

$$\left\{ \begin{array}{l} Y'_0 \\ \forall k \in \{1, \dots, i\}, Y'_k \end{array} \right. = \frac{-m_0}{\cos \delta_k + j \frac{Y'_{k-1}}{m_k} \sin \delta_k} \quad (2.25)$$

avec le complexe :

$$\delta_k = \alpha_k e_k \quad (2.26)$$

L'indice effectif thermique m_k s'écrit :

$$m_k = -j \alpha_k b_k \quad (2.27)$$

A ce stade les admittances sont donc connues et permettent, à partir des relations de continuité (2.21. a) et (2.21. b), de réécrire l'équation (2.19) comme :

$$\begin{cases} \hat{T}_i^h(z = z_{i-1}) &= \hat{T}'_{i,i-1} - \hat{T}_i^g(z = z_{i-1}) \\ \hat{q}_{z,i}^h(z = z_{i-1}) &= Y'_{i-1} \hat{T}'_{i,i-1} - \hat{q}_{z,i}^g(z = z_{i-1}) \end{cases} \quad (2.28)$$

et l'équation (2.20) comme :

$$\begin{cases} \hat{T}_i^h(z = z_i) &= \hat{T}_{i,i} - \hat{T}_i^g(z = z_i) \\ \hat{q}_{z,i}^h(z = z_i) &= Y_i \hat{T}_{i,i} - \hat{q}_{z,i}^g(z = z_i) \end{cases} \quad (2.29)$$

2.2.2.6 Résolution

Les composantes homogènes \hat{T}_i^h et $\hat{q}_{z,i}^h$ ne sont pas continues à l'extérieur de la couche $n^\circ i$ mais nous pouvons par contre relier leurs valeurs aux interfaces $i - 1$ et i comme :

$$\begin{bmatrix} \hat{T}_i^h(z = z_i) \\ \hat{q}_{z,i}^h(z = z_i) \end{bmatrix} = M_i \begin{bmatrix} \hat{T}_i^h(z = z_{i-1}) \\ \hat{q}_{z,i}^h(z = z_{i-1}) \end{bmatrix} \quad (2.30)$$

où M_i est la matrice de passage de la couche $n^\circ i$:

$$M_i = \begin{bmatrix} \cos \delta_i & j \frac{\sin \delta_i}{m_i} \\ jm_i \sin \delta_i & \cos \delta_i \end{bmatrix} \quad (2.31)$$

En combinant (2.28) et (2.29) avec (2.30) et (2.31), on obtient :

$$\hat{T}_{i,i} - \hat{T}'_{i,i-1} \left[\cos \delta_i + j \frac{Y'_{i-1}}{m_i} \sin \delta_i \right] = \hat{T}_i^g(z_i) - \cos \delta_i \hat{T}_i^g(z_{i-1}) - j \frac{\sin \delta_i}{m_i} \hat{q}_{z,i}^g(z_{i-1}) \quad (2.32)$$

$$Y_i \hat{T}_{i,i} - \hat{T}'_{i,i-1} [jm_i \sin \delta_i + Y'_{i-1} \cos \delta_i] = \hat{q}_{z,i}^g(z_i) - jm_i \sin \delta_i \hat{T}_i^g(z_{i-1}) - \cos \delta_i \hat{q}_{z,i}^g(z_{i-1}) \quad (2.33)$$

Soit enfin, après résolution, les températures $\hat{T}'_{i,i-1}$ et $\hat{T}_{i,i}$ aux deux extrémités de la couche $n^\circ i$:

$$\hat{T}'_{i,i-1} = \frac{Q_i - Y_i F_i}{c_i Y_i - d_i} \quad \hat{T}_{i,i} = \frac{c_i Q_i - d_i F_i}{c_i Y_i - d_i} \quad (2.34)$$

avec :

$$\begin{cases} F_i &= \hat{T}_i^g(z_i) - \cos \delta_i \hat{T}_i^g(z_{i-1}) - j \frac{\sin \delta_i}{m_i} \hat{q}_{z,i}^g(z_{i-1}) \\ Q_i &= \hat{q}_{z,i}^g(z_i) - jm_i \sin \delta_i \hat{T}_i^g(z_{i-1}) - \cos \delta_i \hat{q}_{z,i}^g(z_{i-1}) \end{cases} \quad (2.35)$$

et :

$$c_i = \cos \delta_i + j \frac{Y'_{i-1}}{m_i} \sin \delta_i \quad d_i = jm_i \sin \delta_i + Y'_{i-1} \cos \delta_i \quad (2.36)$$

On peut aussi remarquer que les solutions particulières sont reliées comme :

$$\hat{q}_{z,i}^g(z_{i-1}) = -m_i \hat{T}_i^g(z_{i-1}) \quad \text{et} \quad \hat{q}_{z,i}^g(z_i) = m_i \hat{T}_i^g(z_i) \quad (2.37)$$

Cela donne :

$$\begin{cases} F_i &= \hat{T}_i^g(z_i) - e^{-j\delta_i} \hat{T}_i^g(z_{i-1}) \\ Q_i &= m_i \left(\hat{T}_i^g(z_i) + e^{-j\delta_i} \hat{T}_i^g(z_{i-1}) \right) \end{cases} \quad (2.38)$$

A ce stade, les températures $\hat{T}'_{i,i-1}$ et $\hat{T}_{i,i}$ de chaque côté de la couche $n^{\circ}i$ contenant la source sont donc calculables. On sait ensuite faire diffuser cette température dans les demi-espaces $z < z_{i-1}$ et $z > z_i$, à l'aide de coefficients de traversée comme :

$$\begin{cases} \forall j \in \{0, \dots, i-2\}, \hat{T}'_{i,j} = C'_{i-1,j} \hat{T}'_{i,i-1} \quad \text{et} \quad C'_{i-1,j} = \prod_{k=j+1}^{i-1} \cos \delta_k - j \frac{Y'_k}{m_k} \sin \delta_k \\ \forall j \in \{i+1, \dots, p\}, \hat{T}_{i,j} = C_{i,j} \hat{T}_{i,i} \quad \text{et} \quad C_{i,j} = \prod_{k=i+1}^j \cos \delta_k + j \frac{Y_{k-1}}{m_k} \sin \delta_k \end{cases} \quad (2.39)$$

En discrétisant les couches en sous-couches, ces mêmes relations permettent d'avoir la température à chaque altitude z dans les demi-espaces exempts de source.

Enfin, on utilise le théorème de superposition pour sommer les contributions de chacune des couches. Ainsi sur chaque interface, la température totale s'écrit comme :

$$\forall j \in \{0, \dots, p\}, \hat{T}_j = \sum_{i=1}^p \hat{T}_{i,j} \quad (2.40)$$

2.2.2.7 Température homogène dans la couche $n^{\circ}i$ avec source

En section précédente les composantes homogènes \hat{T}_i^h et $\hat{q}_{z,i}^h$ ont été éliminées pour calculer la température en dehors de la couche $n^{\circ}i$ où se trouve la source. Toutefois leur connaissance est également indispensable pour calculer la température dans cette couche. Pour cela, on peut exprimer la température homogène dans le volume de la couche $n^{\circ}i$, à l'aide de son expression aux interfaces. On trouve :

$$\hat{T}_i^h(z) = \frac{1}{\sin \delta_i} \left[\sin(\alpha_i(z - z_{i-1})) \hat{T}_i^h(z_i) + \sin(\alpha_i(z_i - z)) \hat{T}_i^h(z_{i-1}) \right] \quad (2.41)$$

Finalement les températures sont entièrement déterminées dans tout le volume du composant, à la connaissance près des solutions particulières $\hat{T}_i^g(z_{i-1})$ et $\hat{T}_i^g(z_i)$. Pour rappel, ces termes sources sont le résultat du produit de convolution de la source thermique \hat{S}_i par la fonction de Green.

2.2.3 Source thermique

Il ne reste plus qu'à calculer la source thermique S_i , liée à l'absorption \mathcal{A}_i provoquée par le faisceau d'éclairement. Du point de vue optique, les matériaux sont supposés linéaires, homogènes et isotropes. Conformément aux équations de Maxwell, la densité volumique de pertes s'écrit dans le domaine spatio-temporel comme [2]:

$$\frac{\partial \mathcal{A}_i}{\partial V} = \frac{\partial w_i}{\partial t} = \vec{E}_i \cdot \frac{\partial \vec{D}_i}{\partial t} + \vec{H}_i \cdot \frac{\partial \vec{B}_i}{\partial t} = S_i(\vec{r}, z, t) \quad (2.42)$$

avec :

$$\vec{D}_i = \varepsilon_i *_{t} \vec{E}_i \quad \vec{B}_i = \mu_i *_{t} \vec{H}_i \quad (2.43)$$

où la convolution est relative au temps, pour tenir compte des effets d'inertie en lien direct avec l'absorption et la dispersion. Le terme w_i désigne la densité d'énergie électromagnétique tandis que \vec{E}_i et \vec{H}_i représentent les champs électrique et magnétique.

La source thermique dans le milieu $n^{\circ}i$ est donc donnée par (2.42), et il nous faut la relier au champ incident et aux propriétés optiques du composant. Pour cela, deux hypothèses sont indispensables pour simplifier le problème.

2.2.3.1 1^{ère} hypothèse simplificatrice : illumination quasi-monochromatique

En toute rigueur la TF temporelle de la source thermique requiert un développement faisant intervenir des battements entre fréquences temporelles, soit :

$$\tilde{S}_i(\vec{r}, z, f) = -j2\pi \{ \vec{E}_i *_{f} (f \tilde{\varepsilon}_i \vec{E}_i) + \vec{H}_i *_{f} (f \tilde{\mu}_i \vec{H}_i) \} \quad (2.44)$$

où une seule composante des champs est considérée.

Toutefois cette complexité se réduit dans le cas d'une source incidente quasi-monochromatique, qui correspond ici à la situation expérimentale d'intérêt. Sous cette hypothèse la source laser incidente s'écrit comme :

$$E_0^+(\vec{r}, z, t) = g(\vec{r}, z, t) \cos(2\pi(f_0 t - \vec{v}_0 \cdot \vec{r})) \quad (2.45)$$

avec f_0 la fréquence centrale, \vec{v}_0 la fréquence spatiale incidente et où $g(\vec{r}, z, t)$ décrit l'enveloppe temporelle du signal, de largeur fréquentielle $\Delta f_{\tilde{g}}$. L'hypothèse de quasi-monochromaticité ($\frac{\Delta f_{\tilde{g}}}{f_0} \ll 1$) est indispensable pour simplifier le problème. Elle permet en particulier de négliger la dispersion des propriétés optiques du composant sur la largeur de raie $\Delta f_{\tilde{g}}$ autour de f_0 . Avec un pulse gaussien par exemple, de durée d'impulsion Δt , on a $\Delta f_{\tilde{g}} = 1/\Delta t$, la condition de quasi-monochromaticité s'écrit :

$$\lambda_0 \ll c\Delta t \quad (2.46)$$

A noter que cette condition peut être affinée en tenant compte de la dispersion spécifique des composants, liée au système multicouche interférentiel. Pour des longueurs d'onde visibles, la condition (2.46) pourra être satisfaite pour des durées de pulse supérieures à une centaine de fs. En dessous de cette valeur, on ne pourra plus considérer que l'absorption est monochromatique et il faudra s'intéresser à une absorption dite « blanche », qui requiert d'introduire des produits de convolution supplémentaires dans les calculs. Remarquons que cette situation est en dehors du domaine de validité de la loi de Fourier.

2.2.3.2 2^{ème} hypothèse simplificatrice : illumination faiblement divergente

De façon analogue, nous avons également besoin d'une hypothèse de faible divergence (laquelle correspond aussi à la situation expérimentale d'intérêt) pour simplifier les calculs et éviter une convolution additionnelle dans le deuxième plan de Fourier. On considérera donc que la source incidente est collimatée, de sorte que les propriétés optiques du filtre sont invariantes sur le faible cône angulaire d'éclairement centré autour de la fréquence spatiale incidente $\nu_0 = n_0 \sin \theta_0$. Cela permet cette fois d'éliminer les battements entre fréquences spatiales.

2.2.3.3 Expression de la source sous ces deux hypothèses

Le calcul du bilan d'énergie sous les deux hypothèses est présenté en ANNEXE C. Il permet d'écrire la source thermique dans les différents plans de Fourier comme :

$$\begin{cases} \hat{S}_i(\vec{\nu}, z, f) &= \frac{\partial \mathcal{A}_i}{\partial z}(\nu_0, z, f_0) \hat{g}(\vec{\nu}, z, f) *_{f, \vec{\nu}} \hat{g}(\vec{\nu}, z, f) \\ \tilde{S}_i(\vec{r}, z, f) &= \frac{\partial \mathcal{A}_i}{\partial z}(\nu_0, z, f_0) \tilde{g}(\vec{r}, z, f) *_{f, \vec{r}} \tilde{g}(\vec{r}, z, f) \\ S_i(\vec{r}, z, t) &= \frac{\partial \mathcal{A}_i}{\partial z}(\nu_0, z, f_0) g^2(\vec{r}, z, t) \end{cases} \quad (2.47)$$

avec :

$$\frac{\partial \mathcal{A}_i}{\partial z}(\nu_0, z, f_0) = \pi f_0 \left\{ \epsilon_i'' \left| \frac{\hat{E}_i(\nu_0, z, f_0)}{\hat{E}_0^+(\nu_0, f_0)} \right|^2 + \mu_i'' \left| \frac{\hat{H}_i(\nu_0, z, f_0)}{\hat{E}_0^+(\nu_0, f_0)} \right|^2 \right\} \quad (2.48)$$

On retrouve l'expression connue $\frac{\partial \mathcal{A}_i}{\partial z}(\nu_0, z, f_0)$ de la densité d'absorption monochromatique (à f_0) et monodirectionnelle (à ν_0), qui varie dans la profondeur de l'empilement. Cette absorption est accompagnée d'une enveloppe temporelle et d'une enveloppe spatiale, toutes deux liées au faisceau incident et décrites par la fonction g . Le calcul de la distribution du champ électrique a été montré au Chapitre 1.

2.2.3.4 Paramètres de la source

La dernière étape consiste à relier la source thermique aux propriétés du faisceau d'éclairement. Pour un faisceau quasi-monochromatique à faible divergence, le flux local à travers un plan normal à l'axe z s'écrit dans les différents plans de Fourier comme (voir les détails du calcul en ANNEXE C) :

$$\begin{cases} \hat{\varphi}(\vec{v}, z, f) &= \frac{1}{2} \Re\{\tilde{n}_0\} \hat{g}(\vec{v}, z, f) *_{f, \vec{v}} \hat{g}(\vec{v}, z, f) \\ \tilde{\varphi}(\vec{r}, z, f) &= \frac{1}{2} \Re\{\tilde{n}_0\} \tilde{g}(\vec{r}, z, f) *_{f, \vec{r}} \tilde{g}(\vec{r}, z, f) \\ \varphi(\vec{r}, z, t) &= \frac{1}{2} \Re\{\tilde{n}_0\} g^2(\vec{r}, z, t) \end{cases} \quad (2.49)$$

avec :

$$\varphi(\vec{r}, z, t) = \frac{d\Phi}{dS}(\vec{r}, z, t) = E(\vec{r}, z, t)H(\vec{r}, z, t) \quad (2.50)$$

On notera ici que les grandeurs (E, H) désignent les composantes tangentielles du champ électromagnétique, qui sont les seules à intervenir quand on s'intéresse au flux à travers un plan perpendiculaire à \vec{z} . Ceci explique l'absence de produit vectoriel dans(2.50), eu égard au fait qu'on se limite aux modes de polarisation TE ou TM.

Le flux instantané reçu par la surface à travers le plan $z = 0$ s'écrit donc comme :

$$\Phi(t) = \frac{1}{2} \Re\{\tilde{n}_0\} \int_{\vec{r}} g^2(\vec{r}, z = 0, t) d\vec{r} \quad (2.51)$$

Quant à l'énergie dans le pulse incident, elle s'écrit :

$$W = \frac{1}{2} \Re\{\tilde{n}_0\} \int_t \int_{\vec{r}} g^2(\vec{r}, z = 0, t) d\vec{r} dt \quad (2.52)$$

Pour aller plus loin analytiquement, on supposera que la répartition spatio-temporelle du faisceau est à variables séparables dans le plan $z=0$, et que les répartitions spatiale et temporelle sont gaussiennes, soit :

$$g^2(\vec{r}, z = 0, t) = g_1(\vec{r})g_2(t) \quad (2.53)$$

avec :

$$g_1(\vec{r}) = g_{01} e^{-\frac{2(x^2 \cos^2 \theta_0 + y^2)}{L^2}} \quad \text{et} \quad g_2(t) = g_{02} e^{-\frac{2t^2}{\tau^2}} \quad (2.54)$$

où l'angle d'incidence θ_0 est introduit pour tenir compte de l'étalement du faisceau sur l'échantillon éclairé avec un vecteur d'onde dans le plan (xz) . Les variables τ et L représentent les largeurs à $1/e^2$ des gaussiennes. On obtient ainsi :

$$W = \frac{1}{2} \Re\{\tilde{n}_0\} g_{01} g_{02} \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \tau L^2 \frac{1}{\cos \theta_0} \Leftrightarrow g_{01} g_{02} = 2 \left(\frac{2}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{\cos \theta_0}{\Re\{\tilde{n}_0\}} \frac{W}{\tau L^2} \quad (2.55)$$

Finalement, si l'on admet que le champ reste à variables séparables dans l'épaisseur du composant, le terme source donné par (2.47) peut être exprimé analytiquement sous la forme :

$$\begin{cases} \hat{S}_i(\vec{v}, z, f) &= \frac{\partial \mathcal{A}_i}{\partial z}(v_0, z, f_0) \frac{2W}{\Re\{\tilde{n}_0\}} e^{-\frac{\pi^2 L^2}{2} \left(\frac{v_x^2}{\cos^2 \theta_0} + v_y^2 \right)} e^{-\frac{\pi^2 f^2 \tau^2}{2}} \\ S_i(\vec{r}, z, t) &= \frac{\partial \mathcal{A}_i}{\partial z}(v_0, z, f_0) 2 \left(\frac{2}{\pi} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{\cos \theta_0}{\Re(\tilde{n}_0)} \frac{W}{\tau L^2} e^{-\frac{2(x^2 \cos^2 \theta_0 + y^2)}{L^2}} e^{-\frac{2t^2}{\tau^2}} \end{cases} \quad (2.56)$$

On voit apparaître dans l'expression de la source thermique temporelle, la densité surfacique (ou fluence) d'énergie électromagnétique incidente (proche de $\frac{W}{L^2}$), et la puissance moyenne $\left(\frac{W}{\tau L^2}\right)$ liée à cette densité. A ce stade, la modélisation permet donc de décrire le volume de diffusion thermique $v_{th} \approx L_x^{th} L_y^{th} L_z^{th}$, où $S_{th} \approx L_x^{th} L_y^{th}$ est la surface de diffusion et L_z^{th} est la profondeur de diffusion. Ces quantités sont essentielles pour analyser la résolution thermique 3D en fonction de la durée des pulses.

L'expression (2.56) de la source thermique dans le deuxième plan de Fourier permet de calculer les solutions particulières $\hat{T}_i^g(z_{i-1})$ et $\hat{T}_i^g(z_i)$ à l'aide de (2.11). Le produit de convolution sur z peut être exprimé de manière analytique, réduisant ainsi les temps de calcul. On trouvera son expression en ANNEXE D. Ensuite la température sur les interfaces supérieure et inférieure de la couche est déterminée dans le deuxième plan de Fourier à l'aide de (2.34). En sommant les contributions de toutes les couches et en utilisant les coefficients de traversée (2.39), on obtient finalement le champ de température dans tout le composant. Enfin, la reconstruction spatiale et temporelle (TF inverse) est réalisée numériquement. La partie suivante est consacrée à un point important de la reconstruction.

2.2.4 Reconstruction spatiale et temporelle : divergence numérique

Reprenons l'expression de la solution particulière dans le deuxième plan de Fourier. D'après (2.13) elle s'écrit comme :

$$\hat{T}_i^g(\vec{v}, z, f) = \frac{\beta(f, \vec{v}, z)}{\alpha_i(f, v)} \quad \text{avec} \quad \beta(f, \vec{v}, z) = -\frac{1}{2jb_i} \int \hat{S}_i(\vec{v}, z', f) e^{j\alpha_i(f, v)|z-z'|} dz' \quad (2.57)$$

La fonction β peut être calculée analytiquement (voir l'ANNEXE D). La solution particulière \hat{T}_i^g possède donc la quantité α_i au dénominateur. Or, d'après l'équation (2.8), cette quantité est nulle pour le couple $(f, v) = (0, 0)$. La température \hat{T}_i^g n'est donc pas définie à $(f, v) = (0, 0)$. Cependant cela n'entraîne pas de divergence de la température réelle. En effet les TF inverses de \hat{T}_i^g sont elles parfaitement définies et convergent en $(f, v) = (0, 0)$.

Pour s'en convaincre, considérons le cas idéal où le faisceau incident est parfaitement monodirectionnel et ne comporte donc qu'une seule fréquence spatiale \vec{v}_0 . Considérons de plus une incidence normale de sorte que $\vec{v}_0 = \vec{0}$. Dans le premier plan de Fourier, on obtient donc :

$$\tilde{T}_i^g(\vec{r}, z, f) = \frac{\beta(f, 0, z)}{\alpha_i(f, 0)} \Rightarrow \tilde{T}_i^g(\vec{r}, z, f) = \frac{\beta(f, 0, z)}{\sqrt{f}} \sqrt{\frac{\alpha_i}{j2\pi}} \quad (2.58)$$

Ainsi la température dans le domaine temporel s'exprime comme :

$$T_i^g(\vec{r}, z, t) = 2\Re \left\{ \int_{f=0}^{+\infty} \frac{\beta(f, 0, z)}{\sqrt{f}} \sqrt{\frac{\alpha_i}{j2\pi}} e^{-j2\pi f t} df \right\} \quad (2.59)$$

où on a utilisé la symétrie hermitienne de la température dans le premier plan de Fourier. Il est bien connu que les intégrales de fonctions en $1/\sqrt{f}$ convergent en 0. La convergence en $+\infty$ est quant à elle assurée par la gaussienne fréquentielle, présente dans la fonction $\beta(f, 0, z)$, et résultant de l'hypothèse d'une modélisation par une gaussienne de l'enveloppe temporelle du faisceau laser. Numériquement, on peut s'affranchir de la divergence de l'intégrand en $f = 0$ en réalisant le changement de variable $u \rightarrow \sqrt{f}$.

2.3 Etude d'une couche unique soumise à différents régimes d'éclairement

Dans cette partie, les simulations numériques de la température photo-induite d'une couche mince unique sont présentées. Au-delà des élévations de température spécifiques des composants et des conditions d'éclairement, les calculs numériques permettent de quantifier les notions de résolution temporelle, transverse et en profondeur de la température dans ces couches minces. Ils permettent notamment de prédire l'évolution de l'élévation maximale de température en fonction de l'énergie, de la durée et de la taille du pulse laser incident ainsi qu'en fonction de l'absorption des couches.

On suppose qu'à l'instant $t = 0$, le composant possède une température T_0 constante. Le champ de température $T(\vec{\rho}, t)$ peut donc se décomposer entre cette valeur initiale et l'élévation de température $\Delta T(\vec{\rho}, t)$ induite par l'éclairement :

$$T(\vec{\rho}, t) = T_0 + \Delta T(\vec{\rho}, t) \quad (2.60)$$

C'est cette élévation de température ΔT qui est étudiée dans la suite du chapitre.

2.3.1 Etude préliminaire : monocouche métallique

On commencera par analyser le cas d'une couche métallique, même si les métaux sont peu utilisés dans les filtres optiques de précision, en raison de leurs fortes pertes ohmiques. Cela permet d'une part de fixer les ordres de grandeurs des élévations de température, notamment en comparaison des résultats qui seront présentés pour les couches diélectriques dans les sections suivantes. Par ailleurs, ces calculs sur les couches métalliques autorisent une comparaison avec les résultats issus de la littérature. Le composant est donc ici une couche mince d'aluminium de 100 nm d'épaisseur déposée sur un substrat transparent de BK7. Les paramètres thermiques et optiques de l'aluminium et du BK7 sont donnés dans le Tableau 2.1. On notera que d'un point de vue optique, la couche d'Al est opaque au rayonnement incident. Son indice complexe est pris égal à $1.38+10.24j$ [58].

Tableau 2.1 : Paramètres thermiques et optiques utilisés pour le calcul numérique

Matériaux	SiO ₂	Nb ₂ O ₅	Al	Air	Substrat (BK7)
Indice optique @ 1μm	1.45 + 10 ⁻⁵ j	2.25 + 10 ⁻⁵ j	1.38 + 10.24j	1.00	1.52
Conductivité thermique (W.m ⁻¹ .K ⁻¹)	0.5	1.0	200	2.5 * 10 ⁻²	1.14
Diffusivité thermique (m ² .s ⁻¹)	1.84 * 10 ⁻⁷	4.3 * 10 ⁻⁷	8.6 * 10 ⁻⁵	2.05 * 10 ⁻⁵	6.02 * 10 ⁻⁷

Les conditions d'éclairement sont indiquées dans le Tableau 2.2. On travaille donc en polarisation TE en incidence normale ($\theta_0 = 0^\circ$), à la longueur d'onde centrale $\lambda^0 = 1064$ nm. L'énergie incidente est $W = 1$ mJ, valeur qui sera utilisée pour tous les calculs numériques dans ce chapitre (sauf exception qui sera signalée). Le diamètre du spot d'éclairement à $1/e^2$ vaut $L_x = L_y = 100$ μm.

Tableau 2.2 : Paramètres de la source laser

Longueur d'onde	Angle d'incidence	Polarisation	Energy	L_x	L_y
1064 nm	0°	TE (S)	1 mJ	100 μm	100μm

Les variations temporelles de $\Delta T(\vec{\rho} = \vec{0}, t)$ calculées sur l'interface supérieure (au contact de l'air) de la couche métallique sont tracées en Figure 2.2 pour un pulse unique, pour trois durées d'impulsions (ps, ns et ms). Le régime ps est donné à titre indicatif bien que la loi de Fourier ne soit pas valable pour ce régime (voir section 2.2.1.2).

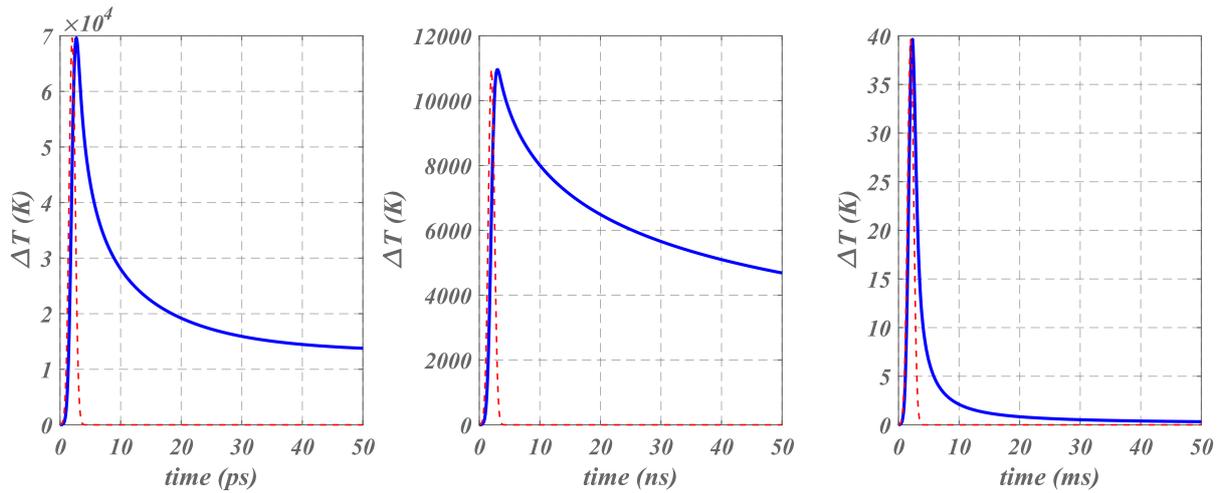


Figure 2.2 : Evolution temporelle de l'élévation de température calculée à l'interface supérieure d'une monocouche d'aluminium déposée sur un substrat BK7 transparent, et soumise à un éclairage ps (gauche), ns (centre) et ms (droite). En rouge pointillé, l'évolution temporelle du pulse laser (supposé gaussien).

Compte tenu de la forte absorption du métal, l'élévation de température aux courtes durées d'impulsion serait très grande (70000K et 11000K en régime ps et ns respectivement) pour cette énergie de 1mJ, et dépasserait très largement la température de fusion de l'Al (933K). On verra que ce ne sera pas le cas pour les diélectriques. A l'inverse, pour les grandes durées d'impulsion (ms), ΔT est beaucoup plus faible (40K), ce qui rappelle l'importance de la durée d'impulsion. On note également que le temps de décroissance (normalisé à la durée du pulse incident) est plus court aux grandes durées d'impulsion. On retiendra ici qu'en régime ps ou ns, la température de fusion du métal serait atteinte (brièvement) pour une énergie incidente réduite d'environ 2 décades (régime ps) ou d'une décade (régime ns), soit pour des énergies respectives de l'ordre de 0.01mJ (régime ps) et 0.1 mJ (régime ns). Ces valeurs sont caractéristiques des seuils d'endommagement thermique pour l'Al.

2.3.2 Monocouche diélectrique : réponse temporelle

Le composant est maintenant une couche unique de SiO₂ déposée sur un substrat de verre transparent (BK7). L'épaisseur optique de la couche est égale à la moitié de la longueur d'onde centrale de 1064 nm. Les paramètres optiques et thermiques des matériaux utilisés sont donnés dans le Tableau 2.1. De façon générale, on considérera par défaut pour le calcul numérique, que les indices imaginaires des matériaux diélectriques en couches minces sont de l'ordre de $n'' = 10^{-5}$. Cette valeur correspond en effet à l'ordre de grandeur mesuré pour les couches minces diélectriques de qualité [59]. Il faut cependant signaler qu'elle peut être plus faible (autour de 10^{-6}), comme dans le cas de miroirs fabriqués par technologie DIBS pour la détection des ondes gravitationnelles [60]. Cette valeur peut également être élevée (quelques 10^{-4}) dans le cas de composants pour le MIR ou le proche UV, ou pour les composants à nombre élevé de couches (de l'ordre de la centaine), qui requièrent un temps de dépôt important.

Comme précédemment, l'évolution temporelle de l'élévation de température est tracée en fonction de la durée de l'impulsion laser (ps, ns et ms) en Figure 2.3. La grandeur ΔT est calculée à l'endroit où elle est maximale, c'est-à-dire au milieu de la couche mince et au centre du faisceau ($\vec{r} = \vec{0}$). Les conditions d'éclairement sont toujours celles du Tableau 2.2. Contrairement au cas précédent de la couche d'Al, les valeurs maximales de ΔT sont bien plus faibles et très en dessous de la température de fusion du matériau (2000K pour le SiO₂). Elle est en effet proche de 2.8K en régimes ps et ns, et de 0.04K en régime ms. On remarque à nouveau que ΔT suit globalement le front de montée du pulse laser, mais avec un temps de descente beaucoup plus long. Ce dernier est plus court aux grandes durées d'impulsion, si on le normalise à la durée du pulse incident. On notera ici que, la température étant proportionnelle à l'énergie incidente et à l'indice imaginaire (au premier ordre) du matériau (voir partie 2.3.5), ces résultats permettent d'extrapoler les données de la Figure 2.3 à une énergie ou absorption arbitraires. Ainsi, pour un indice imaginaire $n'' \approx 10^{-4}$ et pour une énergie $W = 10\text{mJ}$ en régime ps ou ns, on aurait un ΔT maximal de 280K, ce qui commence à être pénalisant, notamment en termes de contraintes mécaniques.

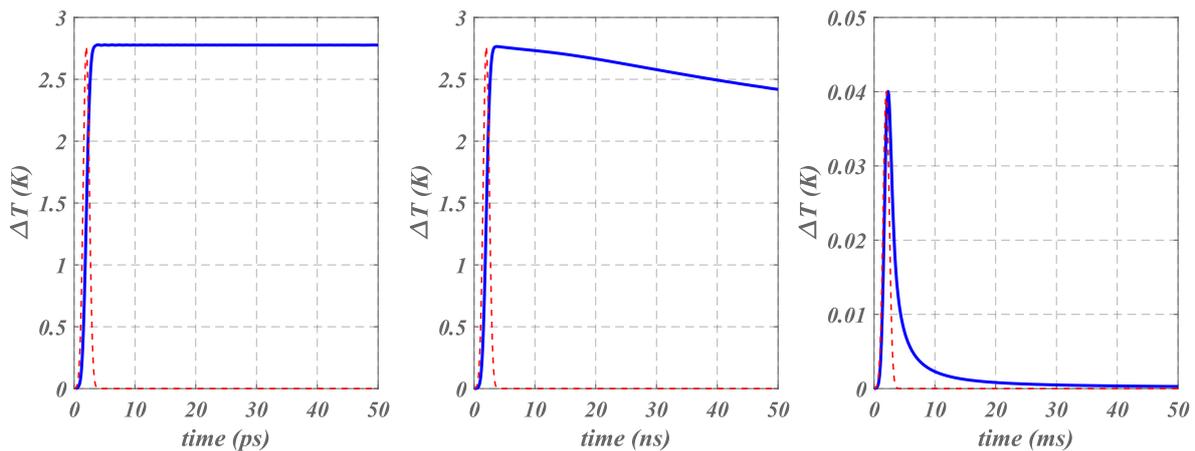


Figure 2.3 : Evolution temporelle de l'élévation de la température calculée au milieu d'une monocouche demi-onde faiblement absorbante de SiO₂ déposée sur un substrat BK7 transparent, et soumise à un éclairement ps (gauche), ns (centre) et ms (droite). En rouge pointillé, l'évolution temporelle du pulse laser (supposé gaussien).

2.3.3 Monocouche diélectrique : réponse dans l'épaisseur du composant

On étudie ensuite l'élévation de la température dans l'épaisseur de la monocouche. Pour cela on trace sur la Figure 2.4 a) $\Delta T(\vec{r} = \vec{0}, z, t_{max})$ en régime ns et ms en fonction de l'altitude z dans la couche. Dans ces deux régimes, les distributions de température sont tracées aux instants t_{max} où la température atteint un maximum sur la Figure 2.3. Pour rappel, l'altitude $z = 0$ correspond à l'interface entre le superstrat (air) et le composant.

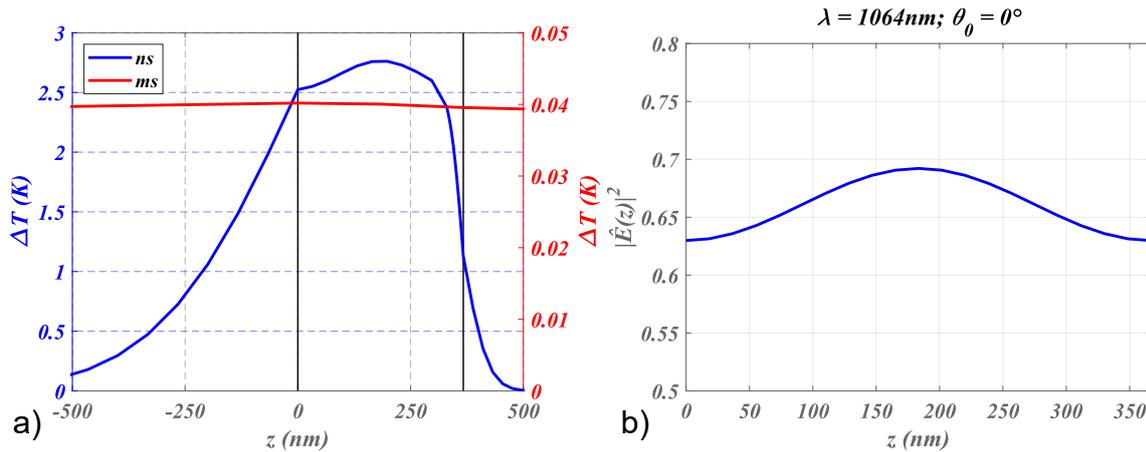


Figure 2.4 : a) Distribution de l'élévation de température dans l'épaisseur de la couche pour deux durées d'impulsions laser (ns et ms). b) Intensité du champ électrique normalisé $|\hat{E}|^2$ en fonction de l'altitude dans la couche.

Cette distribution peut être comparée à celle du champ électrique normalisé à l'intérieur de la monocouche (Figure 2.4 b)). On remarque que, dans le régime ns, le champ de température a une distribution analogue à celle du champ électrique stationnaire dans la couche, ce qui n'est pas le cas dans le régime ms où il est quasi-constant dans la couche mince. On verra que ce résultat s'applique à tous les composants et pilote, à la dispersion de l'indice imaginaire près, la variation de ΔT en fonction de la longueur d'onde centrale d'éclairage. Ce résultat, largement étudié dans la littérature [5,8,9], est globalement dû à la longueur de diffusion thermique définie comme [10]:

$$L_d = 2\sqrt{a\tau} \quad (2.61)$$

où τ est la largeur à $1/e^2$ de l'impulsion laser supposée gaussienne, et a la diffusivité du milieu considéré. Ainsi à la ns, cette longueur de diffusion vaut 27.13 nm, ce qui est très inférieur à l'épaisseur de la monocouche (366.90 nm). A l'inverse, elle lui est très supérieure (27.13 μ m) en régime ms. Il est en conséquence possible de scruter avec discrimination les paramètres thermiques de la couche mince en régime ns, contrairement au régime ms où les paramètres des substrat et superstrat jouent un rôle important, notamment dans les procédés de déflexion photo-thermique. On remarque également qu'en régime ns, la température sur l'interface air/couche est plus élevée que sur l'interface couche/substrat, alors que la distribution du champ électrique et donc de la source thermique est quasiment symétrique dans la couche. Cela s'explique par les différences de propriétés thermiques entre le superstrat (air) peu conducteur thermiquement et le substrat (BK7).

2.3.4 Monocouche diélectrique : répartition transverse de la température

Il reste à étudier la répartition spatiale dans le plan (x,y) de la température photo-induite. Nous supposons toujours une incidence normale d'éclairement, qui garantit une symétrie de révolution de ΔT autour de l'axe z . Cela permet d'observer conjointement en Figure 2.5 a) et b), ΔT en fonction du temps et l'axe transverse x pour deux régimes lasers (ns et ms). On peut en déduire, en fonction du temps et pour les différents régimes, le rayon thermique R_{th} défini à $1/e^2$ de la température maximale. Afin de mieux visualiser la modification de ce rayon R_{th} , on a considéré un spot d'éclairement plus étroit ($L = 10 \mu\text{m}$), ce qui crée une plus forte élévation ΔT (280K en régime ns). Pour plus de précision, on trace également sur la Figure 2.5 c), l'élévation maximale de ΔT (notée ΔT_{max}) en fonction de l'axe transverse x pour les deux régimes d'impulsion étudiés. En régime ns (respectivement ms), ΔT_{max} est atteinte 1.7 ns (respectivement 0.1ms) après le maximum du pulse incident. On remarque que dans le régime ns, le composant ne chauffe quasiment pas en dehors de la surface éclairée S par le faisceau incident, représentée par la courbe en pointillé rose. La surface thermique est donc identique à la surface d'éclairement ($R_{th} \approx L$). A l'inverse, dans le régime ms, la chaleur commence à se propager en dehors de la surface éclairée ($R_{th} > L$). De façon plus précise, le rayon thermique vaut $R_{th} = 10 \mu\text{m}$ en régime ns, et $R_{th} = 19 \mu\text{m}$ en régime ms. On notera cependant que la valeur $R_{th} = 10 \mu\text{m}$ est minorée par le rayon du spot laser incident. Signalons également que cette diffusion transverse est encore plus visible dans le cas métallique.

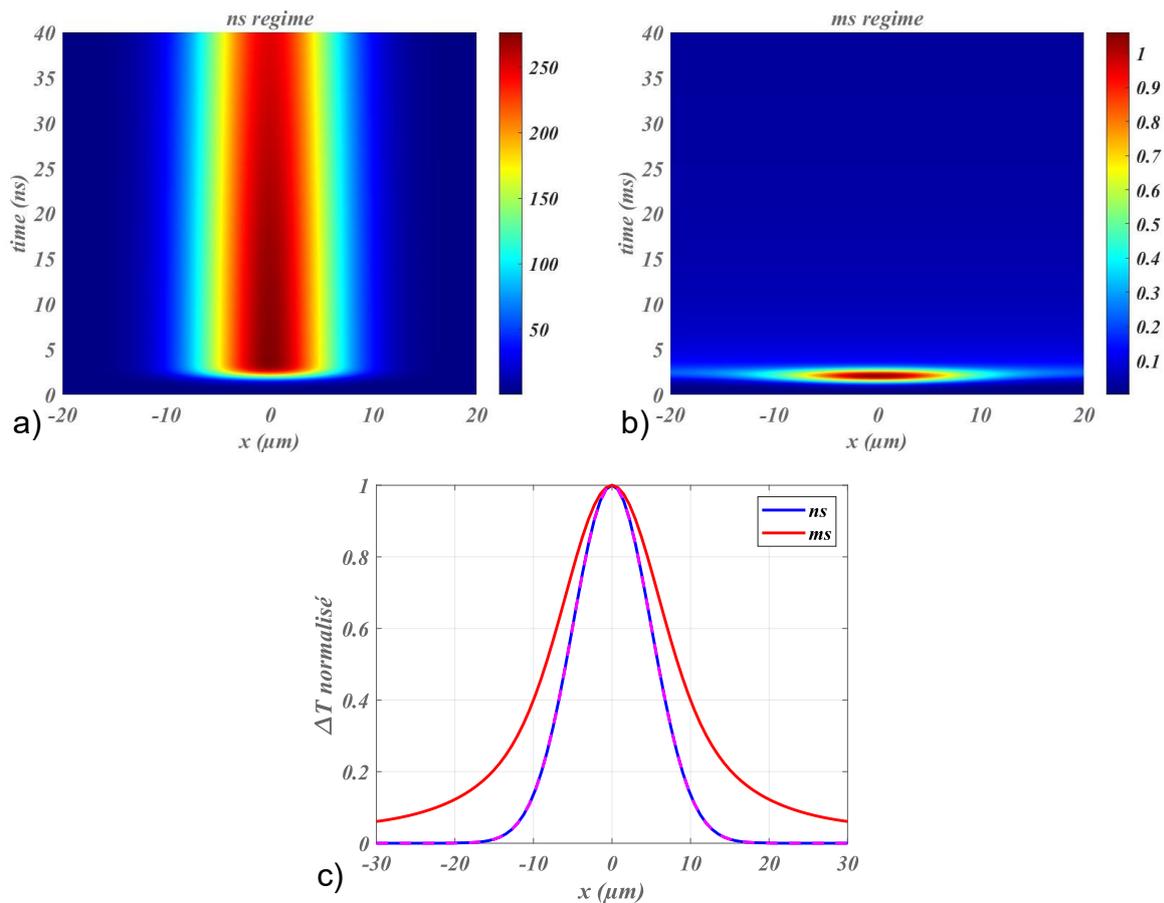


Figure 2.5 : Elévation en température d'un composant monocouche en fonction du temps et de la direction transverse x dans le régime ns a) et ms b). c) distribution transverse de l'élévation de température maximale atteinte dans le composant avec en bleu le régime ns et en rouge le régime ms. Les valeurs de température sont normalisées par leur maximum (en $x=0$). En rose pointillé, l'enveloppe spatiale gaussienne du faisceau laser incident.

2.3.5 Evolution générale en fonction des paramètres lasers et de la couche.

D'un point de vue pratique, une donnée essentielle pour l'utilisateur concerne l'élévation maximale de température (notée ΔT_{max}) obtenue dans la couche, en fonction de l'énergie, de la durée d'impulsion, de la surface éclairée et de l'indice imaginaire du matériau. Ce sont en effet ces données qui permettent d'appréhender l'importance des phénomènes thermiques photo-induits, que nous tentons de résumer et simplifier ici. L'évolution de ΔT_{max} en fonction de l'énergie du laser est évidente. En effet, d'après l'équation (2.56) la source thermique est proportionnelle à l'énergie incidente, de sorte que ΔT_{max} est proportionnelle à cette énergie. L'influence des autres paramètres est cependant plus subtile, comme illustré en Figure 2.6.

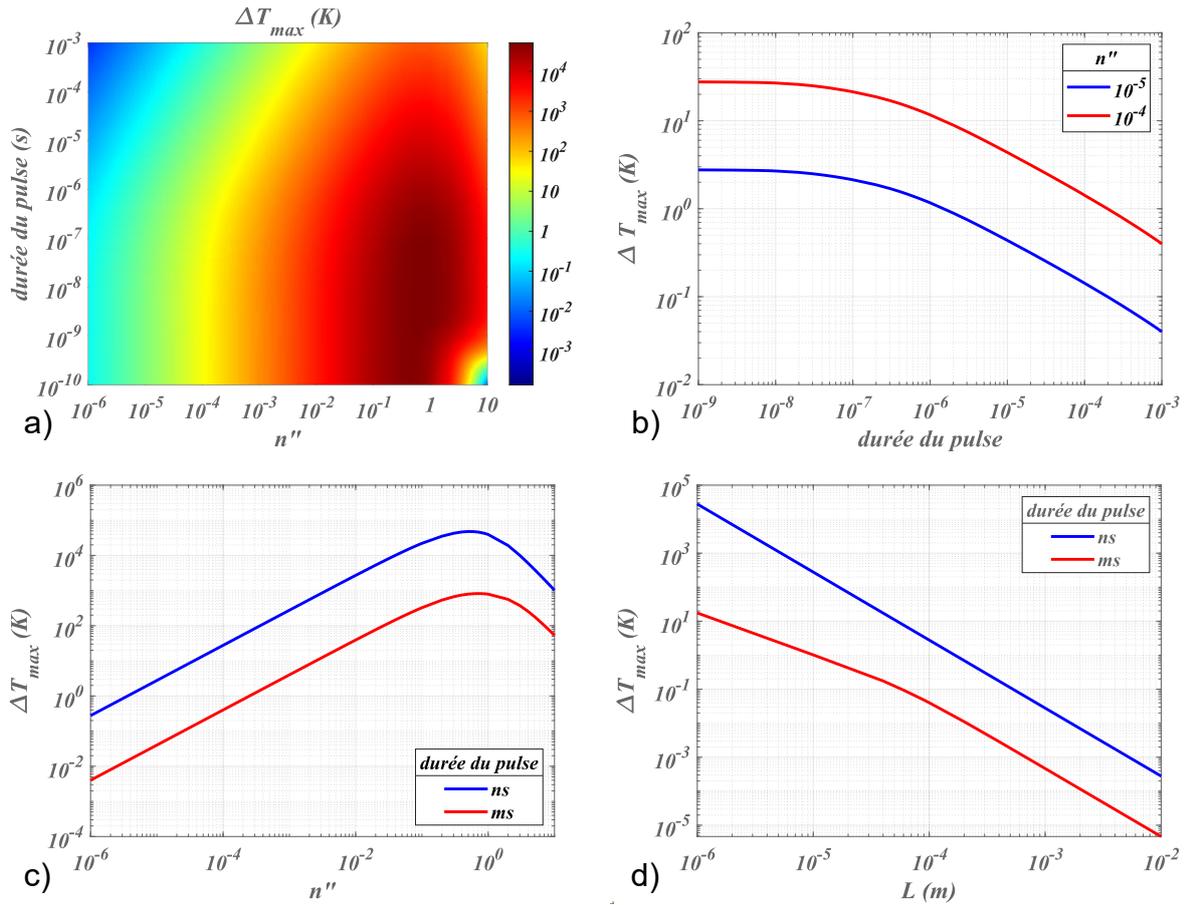


Figure 2.6 : a) et b), élévation maximale de la température (ΔT_{max}) dans une monocouche en fonction de la durée du pulse laser et de la partie imaginaire de l'indice optique de la couche mince, avec $L = 100\mu\text{m}$. c), ΔT_{max} tracée en fonction de l'indice imaginaire pour 2 durées de pulses différentes (régime ns en bleu, régime ms en rouge), avec $L = 100\mu\text{m}$. d), ΔT_{max} tracée en fonction de la surface d'éclairement pour 2 durées de pulses différentes à absorption constante ($n'' = 10^{-5}$). Energie constante $W = 1\text{ mJ}$

En Figure 2.6 a), on a tracé ΔT_{max} en fonction de l'indice imaginaire et de la durée du pulse pour un rayon $L=100\mu\text{m}$ du spot d'éclairement, toujours avec $W = 1\text{ mJ}$. Pour plus de précision, on a aussi tracé ΔT_{max} en Figure 2.6 b) en fonction de la durée du pulse, pour deux valeurs fixes de l'indice imaginaire ($n'' = 10^{-5}$ et 10^{-4}) correspondant à un matériau diélectrique. On distingue 2 zones. Pour de faibles durées d'impulsion ($\tau < 10\text{ ns}$), l'élévation de température est quasi-constante, montrant ainsi que les effets thermiques photo-induits ne sont pas très différents en régimes ps et ns, du moins compte tenu des paramètres thermiques du composant. A l'inverse, pour des durées d'impulsion plus grande, ΔT_{max} diminue et s'approche d'une décroissance en $1/\tau$. On retrouve ainsi le comportement en régime continu où l'élévation maximale de température est proportionnelle à la puissance de l'illumination (voir équation (2.62) de la partie 2.5.1).

Sur la Figure 2.6 c), ΔT_{max} est tracée en fonction de la partie imaginaire n'' de l'indice optique, pour 2 régimes d'impulsion différents et à surface d'éclairement constante ($L = 100\mu\text{m}$). Ces résultats sont évidemment calculés en l'absence d'endommagement thermique. On remarque que ΔT_{max} est proportionnelle à n'' sur la plage $n'' < 10^{-3}$. La

linéarité est ensuite perdue en raison du comportement métallique du matériau (forte réflexion). On trace ensuite sur la Figure 2.7 a) la quantité $\Delta T_{max}/n''$ en fonction de n'' qui montre à nouveau la proportionnalité de ΔT_{max} avec n'' pour des faibles valeurs de n'' .

Enfin, l'impact de la surface d'éclairement est illustré sur la Figure 2.6 d), où ΔT_{max} est tracée en fonction de L . Les résultats montrent que ΔT_{max} est inversement proportionnelle à la surface d'éclairement L^2 en régime ns, mais que ce n'est plus le cas en régime ms, du moins en dessous de $L = 100\mu\text{m}$. Cela se voit mieux sur la Figure 2.7 b) où est tracée la quantité $L^2 \Delta T_{max}$.

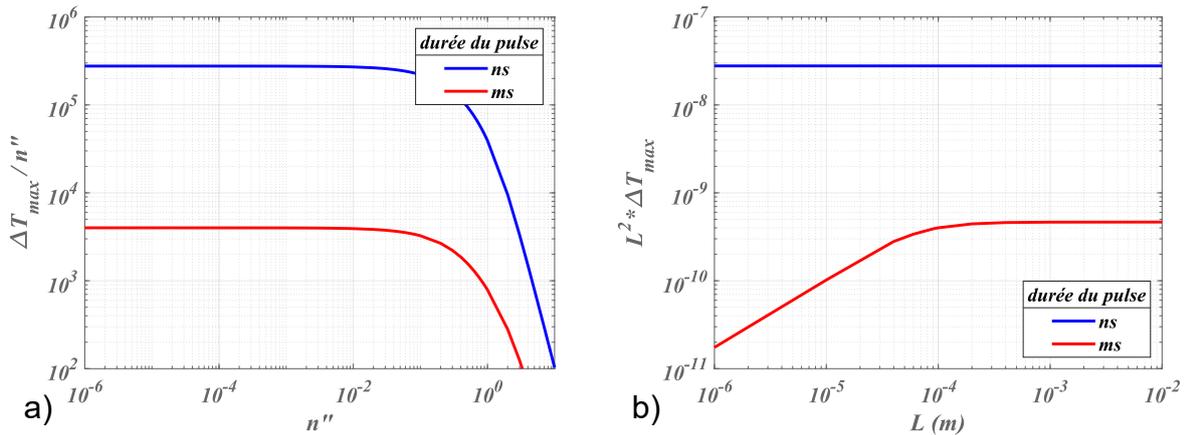


Figure 2.7 : Conditions identiques à celles de la Figure 2.6. a) quantité $\Delta T_{max}/n''$ en fonction de n'' et b) quantité $L^2 \Delta T_{max}$ en fonction de L .

On retiendra globalement de la Figure 2.6 qu'avec une énergie de 1 mJ, on reste loin d'une température de dégradation du composant tant que l'indice imaginaire ne dépasse pas 10^{-4} (régime ns) ou quelques 10^{-2} (régime ms). Ce résultat est évidemment modifié (avec une quasi- proportionnalité) si l'énergie augmente ou si la surface éclairée diminue.

Pour conclure cette section, nous soulignons la nécessité de vérifier certaines propriétés de la température par des expressions analytiques en raison de la complexité des calculs numériques. C'est ce qui est fait dans l'ANNEXE E où une étude du comportement de la température en fonction de la durée du pulse et de la surface éclairée est réalisée. Pour cela, la température photo-induite est calculée dans un milieu homogène infinie, où l'absorption A est distribuée sur une profondeur L_z , ce qui simplifie grandement les équations. Cela permet de déterminer une expression simple de l'élévation maximale de température induite par un pulse court (moins de 10 ns) et de démontrer la proportionnalité en $1/L^2$. On trouve ainsi :

$$\Delta T_{max} = WA \left(\frac{2}{\pi} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{a}{b} \frac{1}{L^2 L_z} \quad (2.62)$$

avec W l'énergie du pulse et (a, b) les paramètres thermiques du milieu. L'équation (2.62) peut être appliquée à un milieu composé de SiO_2 et donne une bonne approximation de

ΔT_{max} (4K) en prenant pour L_z l'épaisseur de la couche. L'équivalent de (2.62) en régime continu est aussi démontré dans l'ANNEXE E et sera utilisé en section 2.5.

2.4 Etude de filtres optiques interférentiels soumis à différents régimes lasers

2.4.1 Cas d'un miroir et d'un Fabry-Perot

Une spécificité majeure des multicouches réside dans la distribution en profondeur du champ électromagnétique stationnaire. Ce profil de champ varie considérablement avec la formule du composant et dépend étroitement des conditions d'éclairement (voir Chapitre 1). Il en est donc de même pour la densité volumique d'absorption, et pour la source thermique qui en résulte. En conséquence, selon la durée d'impulsion et donc de la longueur de diffusion thermique, la température sera constante dans le composant (régime ms), ou reproduira la forme du champ stationnaire dans le composant (cas ps et ns). Dans ce qui suit, l'élévation ΔT de température est considérée à l'instant t_{max} où elle est maximale.

Deux composants ont été considérés en Figure 2.8. Le premier (figure du haut) est un miroir quart d'onde centré à 1064 nm, de formule $H(LH)^4$ et déposé sur un substrat de verre (BK7) supposé non absorbant. Le matériau haut indice est du Nb_2O_5 et le matériau bas indice est du SiO_2 . Les propriétés optiques et thermiques des différents matériaux utilisés sont résumées dans le Tableau 2.1. Le champ stationnaire tracé en b) est caractéristique du miroir, avec une décroissance des maxima à mesure que l'on s'éloigne de la première interface. En a), on constate effectivement qu'aux courtes durées d'impulsion (ns), l'élévation de température ΔT suit ce champ stationnaire dans le composant, avec une précision qui croît quand la durée du pulse diminue. A l'inverse, aux grandes durées d'impulsion (ms), ΔT est constante dans le volume du composant. Cette élévation est par ailleurs du même ordre de grandeur que pour la monocouche.

Les résultats ne sont pas différents (Figure 2.8 en bas) pour le deuxième composant qui est un Fabry-Perot composé des mêmes matériaux mais de formule $H(LH)^26L(HL)^2H$, et déposé sur le même substrat. De façon classique, le champ stationnaire d) est maximum dans la cavité du filtre, et décroît à mesure que l'on se rapproche des interfaces extrêmes. Comme précédemment, la figure c) montre que ΔT suit ce champ stationnaire aux courtes durées d'impulsion. Ceci explique une élévation de température plus importante pour le Fabry-Perot que pour le miroir, puisque le rapport entre les valeurs maximales de ces 2 champs stationnaires est de 11.32.

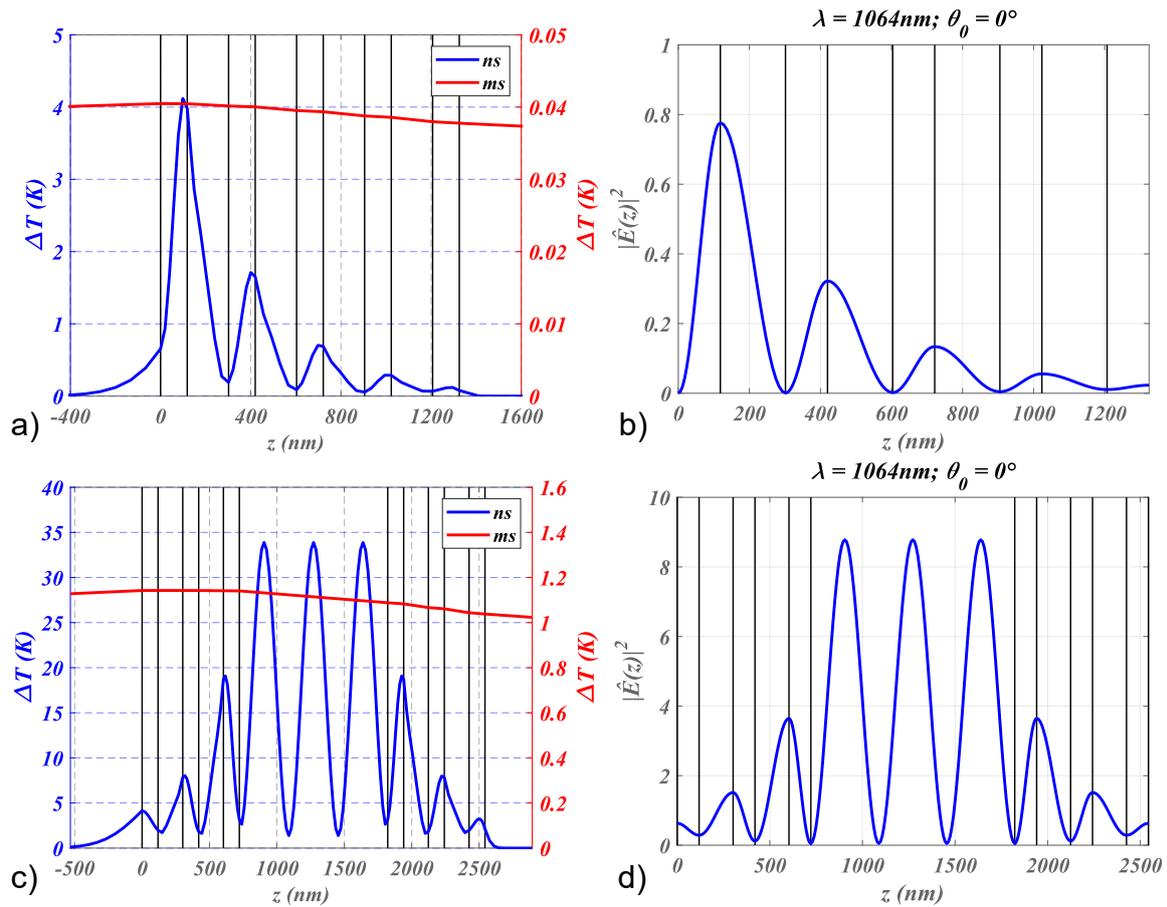


Figure 2.8 : Distribution de l'élévation de température dans l'épaisseur a) d'un miroir $H(LH)^4$ et c) d'un Fabry-Perot $H(LH)^2 6LH(LH)^2$ pour deux durées d'impulsions laser (ns et ms). Intensité du champ électrique $|\hat{E}|^2$ en fonction de l'altitude dans le miroir b) et dans le Fabry-Perot d).

Enfin, on termine cette partie en traçant la réponse temporelle des 2 composants en Figure 2.9. Comme lors de l'étude des composants monocouche, on trace l'évolution temporelle de la température à l'endroit où elle atteint un maximum dans le composant. Les matériaux composant ces deux filtres étant diélectriques, la réponse temporelle est proche de celle observée pour la monocouche de SiO_2 en Figure 2.3. En régime ms, la formule du filtre n'a quasiment plus d'impact sur l'élévation en température, de sorte que l'on retrouve une réponse temporelle très proche de celle obtenue avec une monocouche. Le régime ps a été rajouté à titre indicatif malgré les limites de la loi Fourier dans ce régime.

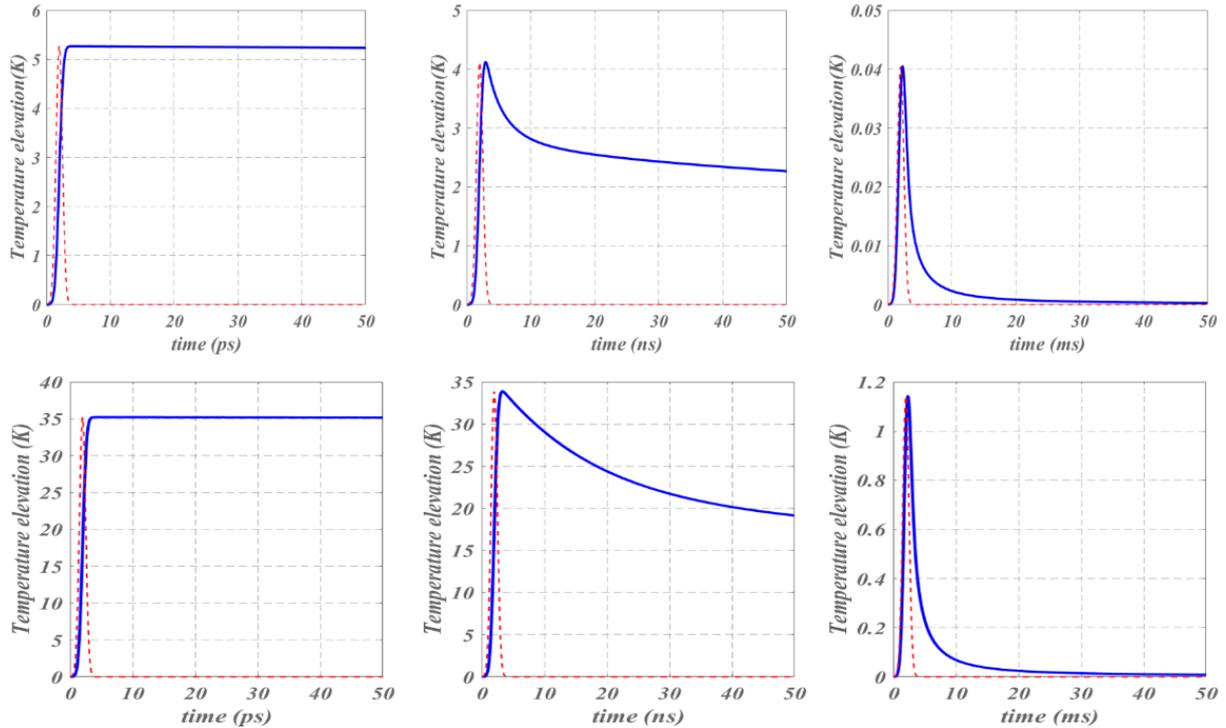


Figure 2.9 : Réponse temporelle des 2 composants de la Figure 2.8, calculée au maximum d'élévation en température, pour 3 durées d'impulsion (ps, ns et ms). En haut, cas du miroir ; en bas, cas du Fabry Perot.

2.4.2 Miroir sur substrat métallique

Pour les composants réfléchissants, il peut être avantageux d'utiliser un substrat métallique pour réduire la température (compte tenu de la forte conductivité du métal), d'autant que ce substrat peut être refroidi par convection au contact d'un fluide. Cet avantage aura lieu aux grandes durées d'impulsion (ms et au-delà) car aux faibles durées d'impulsion, l'élévation de température reste concentrée dans les premières couches du composant (Figure 2.8) et ne dépend donc pas des paramètres thermiques du substrat.

On ne peut toutefois pas considérer un miroir de type M9 comme celui étudié dans la section 2.4.1. En effet, avec une formule à 9 couches, le champ électrique reste encore trop important dans le substrat et induit une absorption conséquente du métal et donc une grande élévation de température. Ainsi avec le miroir M9 de la section 2.4.2 déposé sur substrat métallique, l'élévation maximale de température induite par un laser ms est de 0.5 K, ce qui est supérieur à l'élévation observée (0.04K) sur substrat diélectrique (Figure 2.9).

Pour que la réduction de température soit effective, il faut donc considérer des miroirs possédant un nombre de couches important, permettant ainsi d'avoir un champ électrique suffisamment faible dans le substrat pour que l'élévation de température induite par ce dernier soit négligeable. Pour cela, on étudie un miroir formé de 23 couches de type $H(LH)^{11}$. Les propriétés des matériaux sont décrites dans le Tableau 2.1 tandis

que les propriétés du laser sont décrites dans le Tableau 2.2. On trace sur la Figure 2.10 la réponse temporelle en température du miroir déposé sur substrat diélectrique (BK7) et métallique (Al), pour une durée d'impulsion de 1ms a) et 10 ms b). En régime ms (respectivement 10ms), la température maximale obtenue avec un substrat métallique (Al) est divisée d'un facteur 3.55 (respectivement 6.37) par rapport à celle obtenue avec un substrat diélectrique (BK7). Le facteur plus important dans le cas d'une durée d'impulsion de 10 ms s'explique par le fait qu'en régime ms, pour des miroirs composés d'un grand nombre de couches, la température n'est pas complètement uniforme dans le composant et est légèrement plus élevée dans les premières couches, ce qui diminue l'impact du substrat.

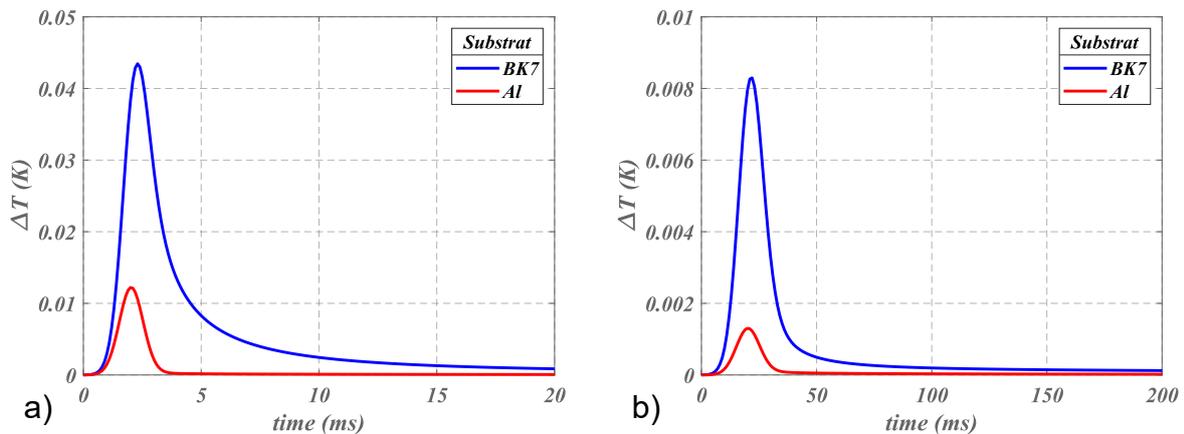


Figure 2.10 : Réponse temporelle de deux miroirs identiques $H(LH)^{11}$ déposés sur substrat diélectrique (en bleu) et sur substrat métallique (en rouge). a) régime ms et b) régime 10 ms.

En conclusion, un substrat métallique (non refroidi) permet de réduire, aux grandes durées d'impulsion ($> ms$), la température photo-induite dans les composants réfléchissants, à condition que les miroirs multi-diélectriques possèdent un nombre de couches suffisamment élevé.

2.4.3 Variation de la température avec la longueur d'onde d'illumination

Les filtres interférentiels peuvent être utilisés avec une large gamme spectrale de sources optiques. Il est donc intéressant d'étudier, pour ces composants, la dispersion spectrale de la température dans le but de prévoir le comportement thermique des filtres interférentiels sur toute la gamme de longueurs d'onde de fonctionnement optique.

Il n'est pas simple d'analyser cette dispersion spectrale de la température, car il s'agit d'une grandeur locale $T(\lambda, \vec{r}, z, t)$ qui varie dans la profondeur z du multicouche. De façon idéale il faudrait s'intéresser à sa valeur maximale (versus t et z) dans l'empilement à chaque longueur d'onde, mais le calcul numérique en serait ici trop alourdi. C'est pourquoi on se limitera au calcul de la température au centre du faisceau sur chaque interface (et non dans les couches), dont on prendra la valeur maximale par rapport au temps et aux

interfaces. Les résultats sont donnés en Figure 2.11 pour 2 composants déjà étudiés en Figure 2.8 qui sont le miroir [a) et b)] et le filtre Fabry Perot [c) et d)] avec des conditions d'éclairage identiques (à l'exception de la longueur d'onde que l'on balaye). Pour chaque composant on considère deux régimes d'impulsion différents : régime ns sur les figures de gauche et régime ms sur les figures de droite. On trace aussi en rouge pointillé l'absorption globale des composants en fonction de la longueur d'onde (définie comme $A = 1 - R - T$ avec R et T les coefficients de réflexion et transmission). On constate que l'élévation maximale en température est en phase avec l'absorption du composant avec de légères différences pour le régime ns.

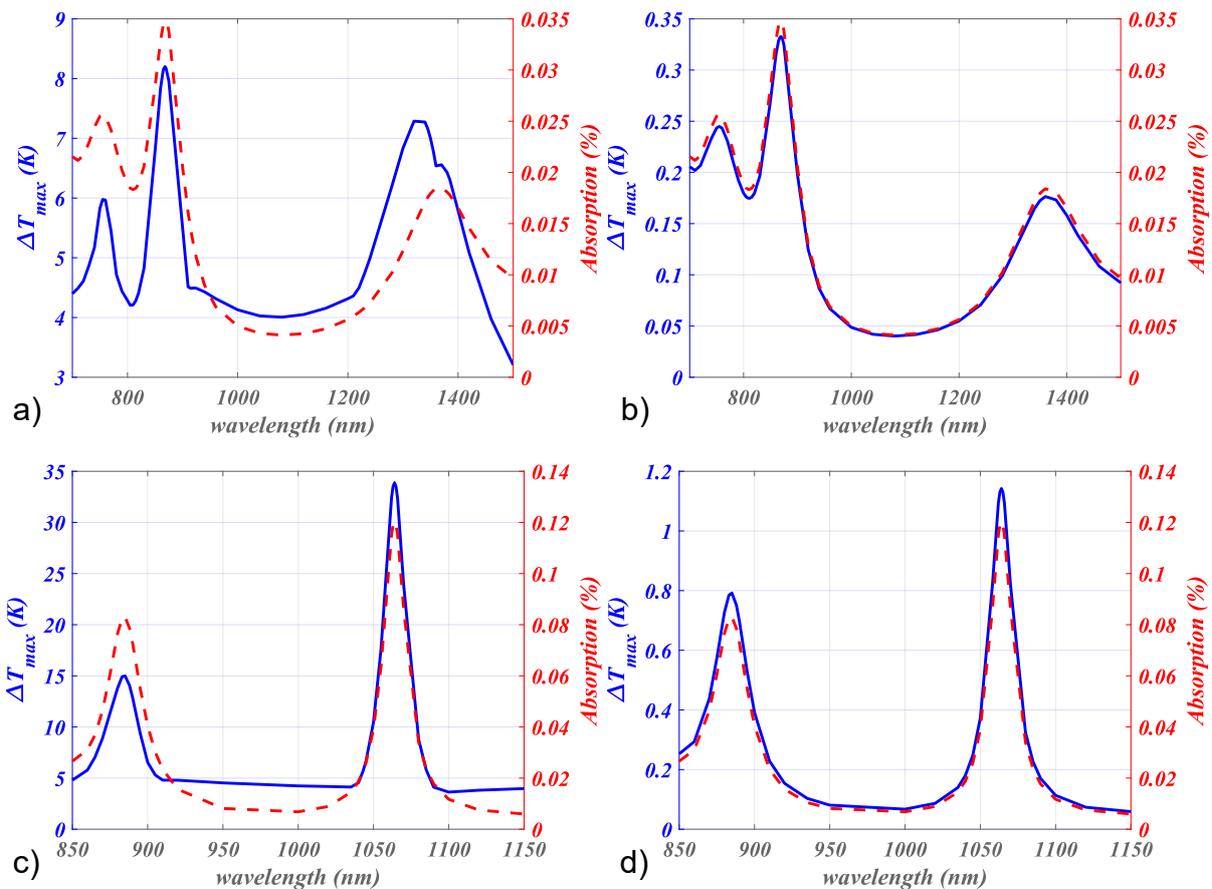


Figure 2.11 : Variation de la température avec la longueur d'onde centrale d'éclairage (voir texte) pour un miroir en régime ns a) et ms b) et un filtre bande étroite en régime ns c) et ms d). Les 2 composants sont centrés à 1064nm et sont ceux de la Figure 2.8.

Cette variation spectrale de la température s'explique de la manière suivante. L'énergie absorbée par le composant est la source de l'élévation de température. Cette énergie absorbée variant en fonction de la longueur d'onde, il en est de même de la température. En régime ns, la température est confinée spatialement (voir Figure 2.8), ce qui explique ses légères variations spectrales par rapport à l'absorption globale du composant. A l'inverse, en régime ms, la distribution de la température est homogène dans le composant du fait de la diffusion de la chaleur ; on a donc une bonne adéquation entre l'absorption globale et la montée en température.

2.4.4 Température de fusion versus claquage diélectrique en régime impulsif

De très nombreux travaux ont été consacrés à l'endommagement laser des composants [5,10,11,61–64]. On sait qu'aux courtes durées d'impulsion (typiquement en dessous de la ns), le processus d'endommagement n'est pas thermique mais se rapproche de la notion de claquage diélectrique, provoqué par la forte valeur du champ électromagnétique. Ainsi, il est d'usage pour ces courtes impulsions de définir un seuil d'endommagement laser, ou endommagement électromagnétique, pour rappeler qu'il est relié à la valeur du champ optique (et non à la température). Ce seuil dépend naturellement des matériaux et technologies utilisées pour fabriquer les couches minces, ainsi que de la formule du composant et des conditions d'éclairement. Il est également connu que ce seuil est relié à la nature et la densité de défauts dans les composants. De façon générale les mesures indiquent un seuil d'endommagement électromagnétique F_{elm} qui a pour ordre de grandeur quelques J/cm^2 en régime ns pour un composant multi-diélectrique, alors qu'une surface ou un volume de silice Suprasil peut supporter approximativement un seuil de l'ordre de 20 J/cm^2 ou supérieur à 100 J/cm^2 , respectivement [63,64]. Un miroir pouvant supporter jusqu'à 60 J/cm^2 a été fabriqué dans un article récent [65].

La problématique d'endommagement laser est similaire avec des pulses plus longs, à l'exception du fait que le processus est de nature thermique. On notera que la dégradation thermique du composant apparaît bien avant la température de fusion T_f des matériaux, eu égard notamment aux phénomènes de contraintes mécaniques thermo-induites, ou à la présence de défauts localisés. Dans ce contexte, il est utile d'utiliser notre formalisme pour calculer la valeur de température $T_{elm}(F_{elm})$ obtenue au seuil d'endommagement électromagnétique et de la comparer à la température de fusion T_f . En d'autres termes, la question est de savoir si, lors d'une augmentation de la fluence laser F , la température $T(F)$ excède la température de fusion T_f avant l'apparition du seuil d'endommagement électromagnétique F_{elm} . Si l'on note F_{th} le seuil d'endommagement thermique, la question peut se réduire à une comparaison entre $T_{elm}(F_{elm})$ et $T_f(F_{th})$, ou plus simplement à comparer F_{elm} et F_{th} . La réponse à cette question permet de déterminer la nature de l'endommagement (électromagnétique ou thermique). On supposera pour cette étude que le processus physique d'endommagement n'a que 2 origines (claquage diélectrique ou fusion), ce qui est une hypothèse simplificatrice [10,11].

Ainsi, en Figure 2.12, l'élévation maximale de température ΔT_{max} du miroir M9 de la section 2.4.1 est tracée en fonction de la fluence F pour différentes durées d'impulsion (régime ns en bleu et régime ms en rouge). Cette courbe est tracée, à chaque régime d'impulsion, pour différentes valeurs de l'indice imaginaire, paramètre dont on sait que la température lui est proportionnelle au premier ordre (voir section 2.3.5). La température de fusion du Nb_2O_5 est de 1512°C, ce qui correspond à une élévation en

température de $\Delta T_f = 1492$ K pour une température ambiante de 20°C . Une barre horizontale indique cette élévation ΔT_f du matériau qui serait atteinte à une fluence F_{th} donnée par l'intersection de la barre horizontale et des courbes obliques données pour différents indices imaginaires et durées d'impulsion. De façon similaire, une barre verticale indique le seuil d'endommagement électrique F_{elm} en régime ns, choisi ici à 10 J/cm². Cette figure permet ainsi de positionner les seuils de claquage diélectrique F_{elm} et thermique F_{th} en fonction de l'indice imaginaire du matériau et en régime ns.

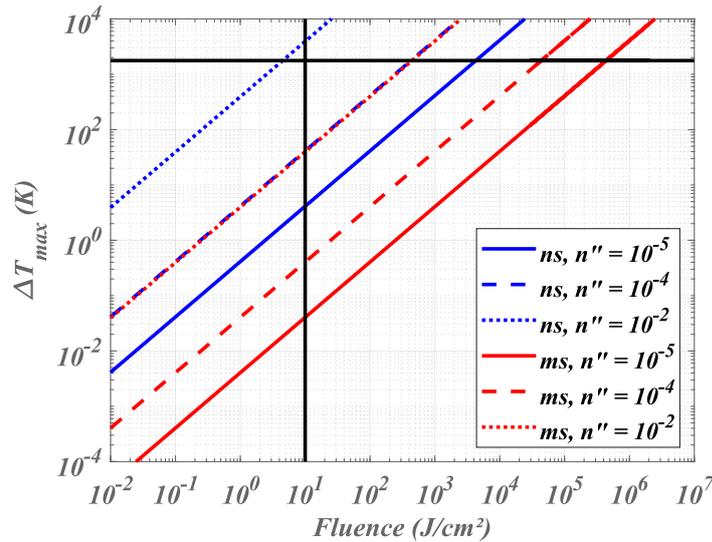


Figure 2.12 : Elévation maximale de température en fonction de la fluence laser pour un miroir M9 dans 2 régimes laser différents et pour des absorptions différentes (voir texte). Les courbes bleues et rouges sont pour les régimes ns et ms respectivement. Les barres noires verticales et horizontales sont pour les seuils d'endommagement électrique (10 J/cm² en régime ns) et pour la température de fusion, respectivement.

On vérifie bien ici qu'avec de faibles absorptions ($n'' = 10^{-5}, 10^{-4}$), le seuil d'endommagement électromagnétique est bien plus faible que le seuil thermique $F_{elm} \ll F_{th}$ en régime ns (courbes bleues). En effet, atteindre la température de fusion nécessite une fluence supérieure à 5000 J/cm² (pour $n'' = 10^{-5}$) et à 500 J/cm² (pour $n'' = 10^{-4}$), ce qui est bien supérieur au seuil électromagnétique de 10 J/cm². Ce résultat est toutefois modifié lorsque l'indice imaginaire augmente. Ainsi, à partir de $n'' = 10^{-2}$, en régime ns, on a $F_{elm} > F_{th}$, c'est-à-dire que l'endommagement thermique est atteint avant le claquage diélectrique. Ce cas correspond à un indice imaginaire élevé, mais qui peut arriver en présence d'impuretés localisées. A noter également que les défauts localisés peuvent aussi amplifier localement le champ optique (selon leur géométrie). En conséquence les conclusions que l'on peut tirer de la Figure 2.12 doivent être pondérées par ces remarques, d'autant que le régime ns est un régime frontière entre l'endommagement thermique et électrique.

Une discussion similaire serait intéressante dans le régime ms (courbes rouges), mais cela nécessiterait d'introduire un seuil électrique F_{elm} dans ce régime, ce qui est difficile. En effet, si les données expérimentales [66] ont révélé une variation en $\sqrt{\tau}$ du seuil

diélectrique pour des durées d'impulsion τ une ou deux décades en dessous ou au-dessus du régime ns ; aucune donnée n'est disponible pour des durées d'impulsion plus longues. On ne peut donc pas positionner une barre verticale, sur la Figure 2.12, correspondant au seuil diélectrique en régime ms. On peut toutefois faire une estimation de la variation de ce seuil en fonction de la durée d'impulsion, comme nous allons le voir au paragraphe suivant.

On donne maintenant une autre façon de résumer les informations de la Figure 2.12. Pour cela on s'intéresse au seuil d'endommagement thermique F_{th} en fonction de la durée du pulse, pour différentes valeurs de l'indice optique imaginaire. On rappelle que ces seuils thermiques sont calculés à partir de la condition $T_{max}(F_{th}) = T_f$. Les résultats sont montrés sur la Figure 2.13 (courbes rouges). Dans le but de comparer ces courbes au seuil diélectrique, on trace ce dernier (courbe bleue) entre 1 ns et 10 ns à l'aide de la variation en $\sqrt{\tau}$ (données expérimentales [66]) et de sa valeur connue en régime ns ($10 J/cm^2$). Pour des durées d'impulsion plus grandes, nous savons que le seuil est de nature thermique [10,11] et qu'il est proportionnel à la durée d'impulsion (car, comme montré en Figure 2.6 b), ΔT_{max} est proportionnelle à $1/\tau$). Ainsi, on peut conclure que le seuil diélectrique a une variation en τ^α avec $\alpha \geq 1$ dans ces régimes. En guise de première information pour étudier la nature de l'endommagement laser aux longs pulses, on trace donc, sur la Figure 2.13 en bleu pointillés, une variation linéaire du seuil diélectrique.

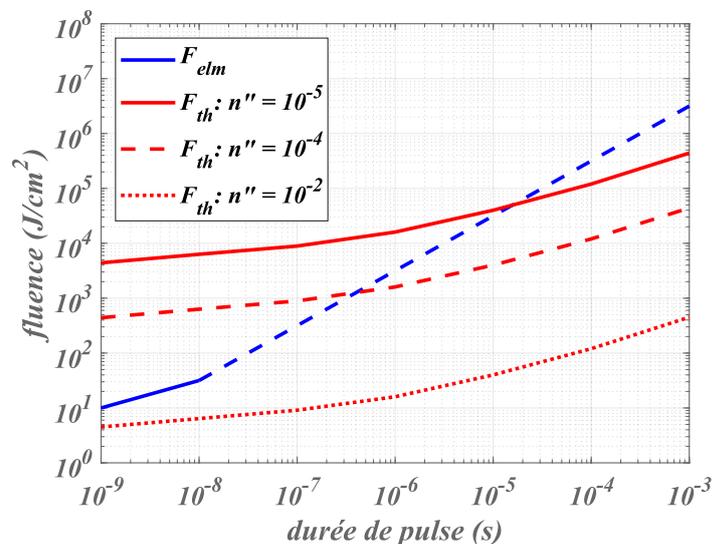


Figure 2.13 : Seuils d'endommagement thermique (courbes rouges) en fonction de la durée du pulse laser, pour différentes valeurs de l'indice optique imaginaire. Le composant est le miroir de la Figure 2.12. La courbe bleue en pointillés correspond à une hypothèse sur la variation du seuil électromagnétique au long pulses (voir texte).

Toutes ces informations devront être modifiées si les valeurs intrinsèques des seuils d'endommagement des matériaux sont remplacées par celles des défauts localisés. De plus, ces courbes sont données dans le cas d'un pulse unique et doivent être aussi modifiées si le taux de répétition du laser est grand devant le temps de refroidissement (voir partie 2.5).

2.5 Etude du régime impulsif cadencé

Jusqu'à présent nous nous sommes intéressés à la réponse en température à un pulse unique. Toutefois on ne peut pas toujours ignorer la répétition de ces pulses, de sorte qu'il faut considérer le régime en cadence de la source. Il peut également s'agir d'une source continue modulée de façon extrinsèque à partir de modulateurs (mécanique, acousto-optique, électro-optique...). Si la période de répétition optique est très grande devant le temps de descente de la température (ce qui est le cas en général), les résultats ne seront pas très différents de ceux des sections précédentes. Cela signifie qu'un pulse optique crée un pulse de température qui se répète à l'identique. En revanche, lorsque la période optique diminue, les pulses de température peuvent se chevaucher et cela conduit à un sur-échauffement qui tend vers une valeur limite qu'il est intéressant de connaître avec précision.

2.5.1 Régime continu

Rappelons tout d'abord que l'élévation de température induite par un laser continu converge vers une valeur maximale [11,15,67]. La démonstration est donnée dans l'ANNEXE E où un milieu homogène avec une absorption totale A distribuée sur une profondeur L_z est considérée. Dans cette configuration, l'élévation maximale de température est donnée par l'expression suivante :

$$\Delta T_{max} = \frac{PA}{b\pi\sqrt{2\pi}\sqrt{L^2 - L_z^2}} \left(\frac{\pi}{2} - \arctan\left(\frac{L_z}{\sqrt{L^2 - L_z^2}}\right) \right) \quad (2.62)$$

où P et L sont la puissance et le rayon du faisceau laser gaussien. On peut remarquer que, contrairement au régime impulsif court, ΔT_{max} est proportionnelle à $1/L$ (et non $1/L^2$). Cette formule, bien qu'approchée, va permettre de vérifier les ordres de grandeur de ΔT_{max} dans les filtres en couches minces en régime cadencé.

2.5.2 Régime cadencé

On revient maintenant aux simulations numériques. En Figure 2.14 on s'intéresse au régime ns dans une couche de SiO₂, selon des conditions identiques à celles de la Figure 2.3 ($W = 1$ mJ, $L = 100$ μm, $n'' = 10^{-5}$). Pour rappel, le temps de descente de la température est ici bien supérieur à la durée d'impulsion de 1 ns. Pour assurer le recouvrement des pulses thermiques, on choisit une période de répétition optique de 1 μs, soit une cadence de 1 MHz, comme illustré en Figure 2.14 a) où l'élévation maximale de température ΔT_{max} dans la couche est tracée en fonction du temps pour 10 pulses. On trace ensuite, en Figure 2.14 b), ΔT_{max} à chaque pulse. On remarque que la température augmente à chaque pulse et tend vers une valeur limite d'environ 260 K. Il faut environ 5 millions de pulses (soit 5 s) pour atteindre cette valeur limite. Ce sur-échauffement maximum est du même ordre de grandeur que la valeur limite de 165K donnée par

l'équation (2.62) en considérant une puissance de 1kW correspondant à la puissance moyenne du régime ns cadencé à 1MHz.

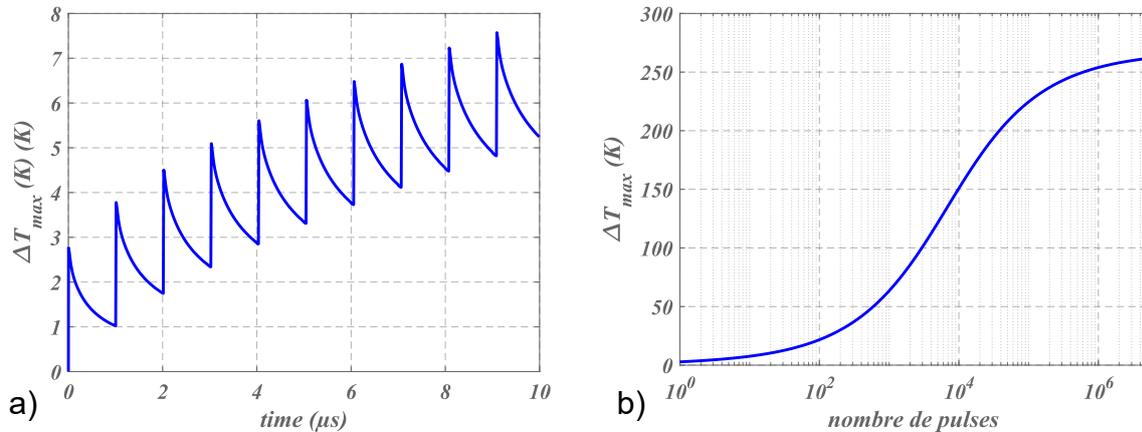


Figure 2.14 : Température en régime impulsif cadencé, pour une couche de SiO₂ (voir texte) - régime ns.

Le même type de calcul est effectué en régime ms pour la couche de SiO₂. Dans ce cas le temps de descente de la température est voisin de la durée du pulse (voir Figure 2.3), et il n'est pas forcément réaliste d'envisager un fonctionnement de type pulsé. C'est pourquoi on considère une source continue modulée de façon externe, à une fréquence de 1kHz. La période de répétition optique est donc de 1ms, ce qui assure le recouvrement des pulses thermiques. Les résultats sont donnés en Figure 2.15. On constate que l'élévation maximale de température tend vers une valeur limite de 0.15 K au bout d'environ 10000 pulses (soit 10 s). Ce sur-échauffement maximum correspond, là aussi, à la valeur limite de 0.16 K donnée par l'équation (2.62) en considérant une puissance de 1W.

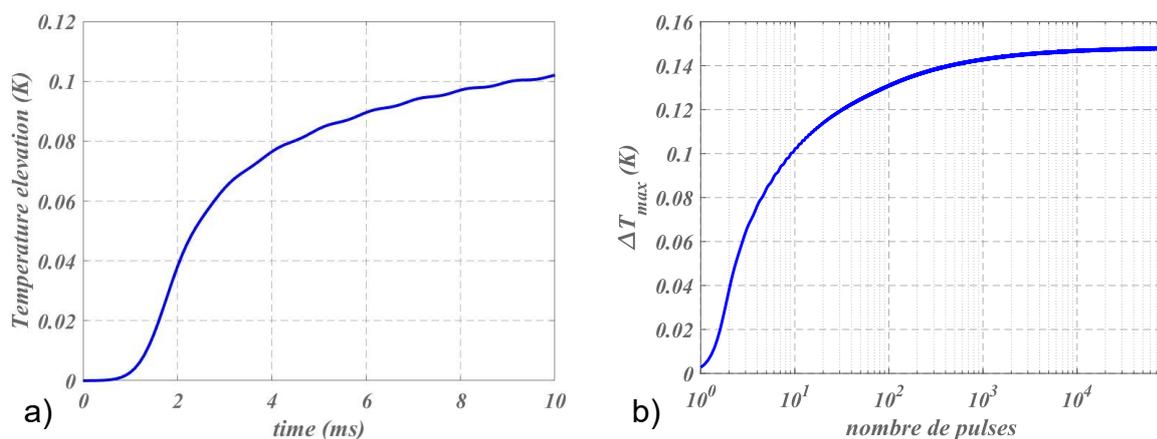


Figure 2.15 : Température en régime continu cadencé, pour une couche de SiO₂ (voir texte) - régime ms.

2.5.3 Température de fusion versus claquage diélectrique en régime cadencé

Dans la partie précédente, nous avons montré que la répétition des pulses lasers induit un sur-échauffement, ce qui modifie les résultats de la partie 2.4.4 sur les seuils d'endommagement laser. Nous avons donc refait l'étude de l'endommagement pour le régime cadencé. Pour réduire les temps de calcul nous avons décidé d'étudier une monocouche de SiO_2 plutôt que le miroir M9 de la partie 2.4.4., dans la mesure où l'élévation maximale de température est du même ordre de grandeur dans ces composants.

Sur la Figure 2.16 l'élévation maximale de température est tracée en fonction de la fluence laser pour différentes valeurs de l'indice optique imaginaire n'' . Les courbes bleues correspondent au régime ns avec un taux de répétition de 1MHz (situation de la Figure 2.14) et les courbes rouges correspondent au régime ms avec un taux de répétition de 1kHz (situation de la Figure 2.15). Pour le régime ms en mode cadencé, l'endommagement est toujours de nature thermique en raison du grand seuil électromagnétique. Les plus grandes différences avec le régime impulsionnel unique apparaissent en régime ns. En effet alors qu'avec un pulse unique, un fort indice imaginaire ($n'' = 10^{-2}$) était nécessaire pour obtenir un endommagement thermique, pour des pulses cadencés, l'endommagement devient de nature thermique à partir de $n'' \geq 10^{-4}$.

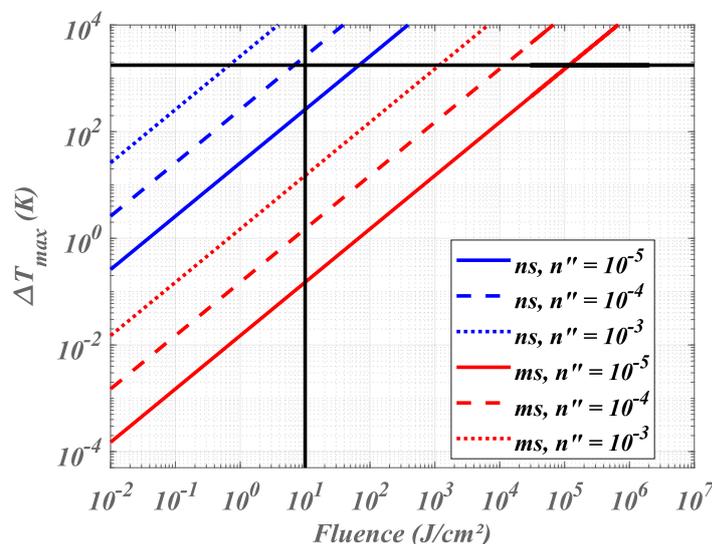


Figure 2.16 : Elévation maximale de température en fonction de la fluence laser pour une monocouche de SiO_2 dans 2 régimes lasers différents et pour des absorptions différentes (voir texte). Les courbes bleues et rouges sont respectivement pour les configurations de la Figure 2.14 et de la Figure 2.15. Les barres noires verticales et horizontale sont pour le seuil d'endommagement électrique et pour la température de fusion, respectivement.

En conclusion, la répétition d'un pulse laser ns induit une augmentation de l'élévation maximale de température, ce qui peut conduire à un endommagement du composant même si la fluence laser est en dessous du seuil d'endommagement électrique. Notons que cette analyse doit être pondérée par le phénomène d'incubation qui a été démontré dans de nombreux articles [11,68,69] et qui tend à diminuer le seuil d'endommagement électrique.

2.6 Etude des franges thermiques : collaboration avec le laboratoire Hubert Curien

2.6.1 Résultats expérimentaux

Le laboratoire Hubert Curien (UMR associant le CNRS, l'Université de Saint-Etienne et l'Institut d'Optique Graduate School) s'intéresse à la fabrication de méta-surfaces plasmoniques et anisotropes pour le stockage sécurisé de données. La réalisation de ces composants s'effectue en éclairant une disposition aléatoire de nanoparticules métalliques à plusieurs dizaines de milliers de pulses lasers ultra-courts. L'ordre de grandeur de la durée de chaque pulse est la centaine de fs et la fréquence de répétition est de 75 kHz. Après un certain nombre de pulses, les nanoparticules coalescent entre elles et s'auto-organisent sous la forme d'un réseau, ce qui constitue un résultat important. L'étude de ce processus a fait l'objet de la thèse de Balint Eles au LHC, dans le cadre d'un projet ANR (MIXUP, porteur Nathalie Destouches) dans lequel les équipes CONCEPT et RCMO de l'Institut Fresnel étaient impliquées, pour la modélisation et la fabrication respectivement.

D'un point de vue technologique, les nanoparticules sont déposées entre deux couches de TiO_2 (réalisation RCMO/LHC). La Figure 2.17 montre les images obtenues par microscopie électronique à balayage pour différents nombres de pulses effectifs N_{eff} [21]. Pour chaque nombre de pulses, deux images MEB sont fournies correspondant à un agrandissement de 60000 fois (à gauche) et de 120000 fois (à droite). A $N_{eff} = 0$, on a bien une distribution aléatoire des nanoparticules. A partir de $N_{eff} = 17$, les nanoparticules commencent à s'agréger entre elles et à s'organiser sur des lignes verticales, formant ainsi un réseau. On remarque que le réseau disparaît à $N_{eff} = 6000$ puis un second réseau de nanoparticules de tailles plus importantes et de période plus petite apparaît à $N_{eff} = 50000$.

La description de ce phénomène d'auto-organisation sous flux n'est pas immédiate. Nous avons donc recherché, en collaboration avec le LHC, si notre modélisation de thermique photo-induite en régime cadencé pouvait apporter des propositions d'explication. L'explication thermique de ce phénomène est ainsi proposée dans [21]. On peut la résumer de la manière suivante. Lorsque la température des nanoparticules atteint leur température de fusion, ces dernières coalescent entre elles sous l'action de

processus physico-chimiques. L'idée est donc de dire que la température induite par les pulses laser atteint la température de fusion à certains endroits spécifiques où s'auto-organisent les nanoparticules. En d'autres termes, la distribution spatiale de la température est structurée de façon périodique dans un plan transverse, et c'est dans cette structuration thermique que le processus d'organisation est dominant.

La question qui se pose alors concerne l'origine de cette distribution périodique de l'élévation de température. L'idée est de dire que la structuration thermique est provoquée par une interférence optique entre le faisceau incident et un mode guidé couplé dans le composant (formé des nanoparticules entourées de deux couches minces de TiO_2) par la diffusion lumineuse des nanoparticules. En raison de cette interférence, la densité volumique d'absorption (qui constitue la source thermique) est également distribuée périodiquement à l'intérieur du composant. Or, nous avons vu qu'aux faibles durées d'impulsion, la température suit la source thermique, ce qui explique la distribution périodique de la température, que l'on pourra désigner abusivement comme « franges thermiques ».

L'objectif de la partie suivante est de montrer qu'une interférence optique donne bien lieu à des « franges thermiques » aux faibles durées d'impulsion, et de vérifier que les ordres de grandeur obtenus pour la température en régime cadencé ne contredisent pas les hypothèses annoncées. On trouvera plus de renseignements concernant la mise en place de l'expérience, la création des composants, l'interprétation des résultats expérimentaux et l'application du modèle thermique dans [21].

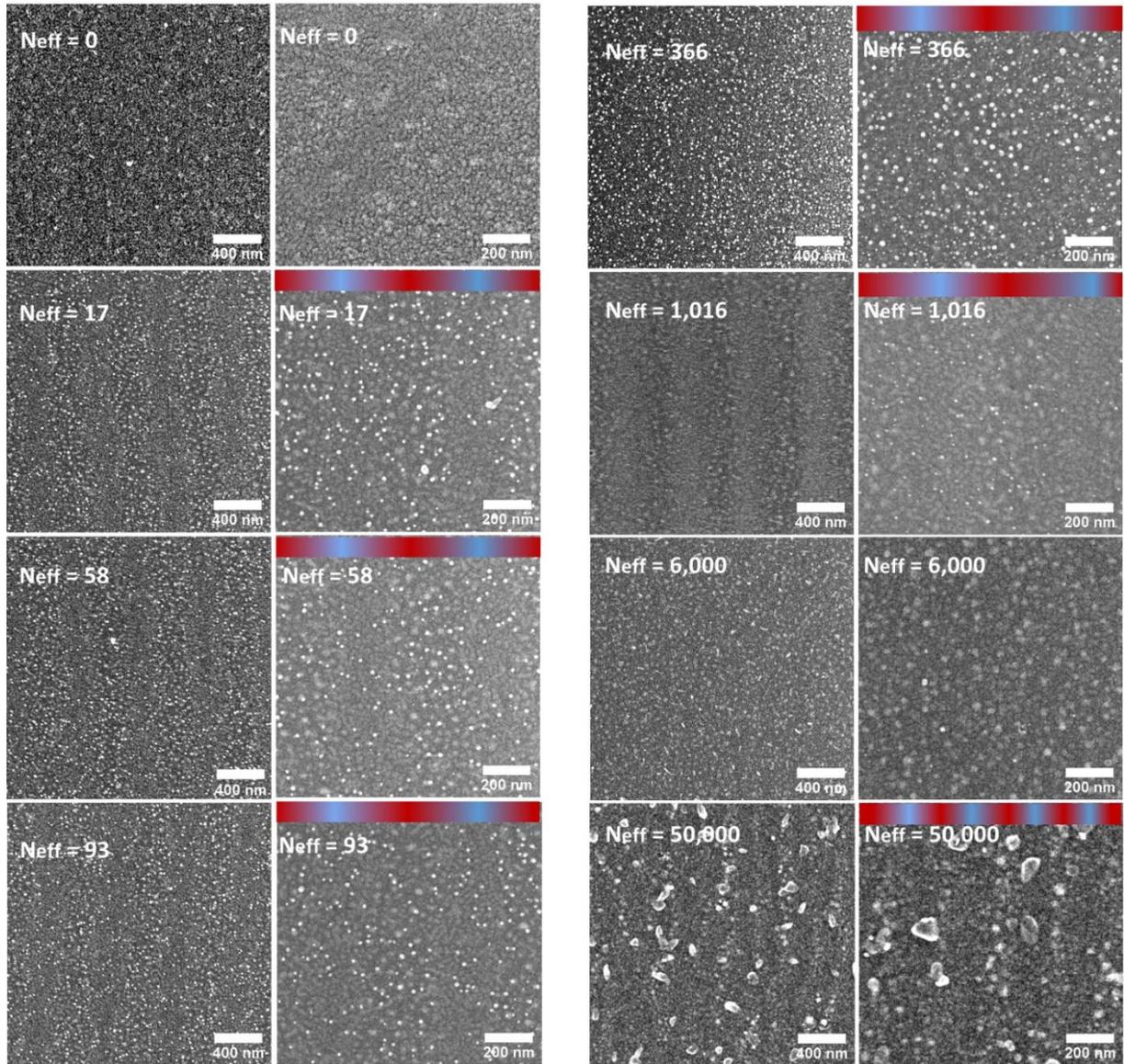


Figure 2.17: Images MEB des nanoparticules éclairées par un laser fs. Le laser possède différentes vitesses de balayage, correspondant à des nombres effectifs d'impulsions N_{eff} . Pour chaque nombre d'impulsions, le cadre de gauche correspond à un agrandissement de 60 000 fois et celui de droite à un agrandissement de 120 000 fois. Les couleurs rouge et bleue sont une aide visuelle pour identifier les structures du réseau. Image extraite de [21].

2.6.2 Application du modèle thermique

Par mesure de simplicité, nous n'allons pas considérer ici une interférence entre un mode guidé et un faisceau incident, mais plutôt une interférence classique formée par la superposition de deux faisceaux cohérents, obtenus en dédoublant un faisceau unique. Nous devons recalculer la source thermique dans le cas de cette interférence.

La situation considérée est donc celle de deux faisceaux éclairant un composant de façon symétrique, sous les angles d'incidence θ_0 et $-\theta_0$ avec des amplitudes β et $1 - \beta$

respectivement (voir Figure 2.18 a)). Le champ optique résultant sur la première interface du composant s'écrit :

$$E_0^+(\vec{r}, z, t) = g(\vec{r}, z, t) [\beta \cos(2\pi(f_0 t - \vec{v}_0 \cdot \vec{r})) + (1 - \beta) \cos(2\pi(f_0 t + \vec{v}_0 \cdot \vec{r}))] \quad (2.63)$$

avec, comme précédemment, f_0 la fréquence centrale, $\vec{v}_0 = v_0 \vec{x}$ la fréquence spatiale incidente et $g(\vec{r}, z, t)$ la fonction décrivant l'enveloppe spatiale et temporelle du faisceau incident. Sous l'hypothèse d'une source quasi-monochromatique et faiblement divergente, et en utilisant les mêmes outils que dans la section 2.2.3, nous pouvons écrire la source thermique dans le milieu $n^o i$ et dans les différents domaines de Fourier comme:

$$\begin{cases} \hat{S}_i(\vec{v}, z, f) &= \frac{\partial \mathcal{A}_i}{\partial z}(v_0, z, f_0) [\hat{g}(\vec{v}, z, f) *_{f, \vec{v}} \hat{g}(\vec{v}, z, f)] *_{\vec{v}} \hat{F}(\vec{v}) \\ \tilde{S}_i(\vec{r}, z, f) &= \frac{\partial \mathcal{A}_i}{\partial z}(v_0, z, f_0) \tilde{g}(\vec{r}, z, f) *_{\vec{r}} \tilde{g}(\vec{r}, z, f) F(\vec{r}) \\ S_i(\vec{r}, z, t) &= \frac{\partial \mathcal{A}_i}{\partial z}(v_0, z, f_0) g^2(\vec{r}, z, t) F(\vec{r}) \end{cases} \quad (2.64)$$

avec :

$$\begin{aligned} F(\vec{r}) &= \beta^2 + (1 - \beta)^2 + 2\beta(1 - \beta) \cos(4\pi \vec{v}_0 \cdot \vec{r}) \\ \Leftrightarrow \hat{F}(\vec{v}) &= (\beta^2 + (1 - \beta)^2) \delta(\vec{v}) + \beta(1 - \beta) (\delta(\vec{v} + 2\vec{v}_0) + \delta(\vec{v} - 2\vec{v}_0)) \end{aligned} \quad (2.65)$$

où $\frac{\partial \mathcal{A}_i}{\partial z}(v_0, z, f_0)$ représente la densité d'absorption normalisée du milieu $n^o i$ aux fréquences f_0 et \vec{v}_0 . La fonction F crée une modulation de la source thermique suivant l'axe transverse x , comme ce qui était attendu. La période Δx de ces modulations est de : $\Delta x = \frac{1}{2v_0} = \frac{\lambda}{2n_0 \sin \theta_0}$. On va maintenant regarder numériquement comment cette période est modifiée par la diffusion de la chaleur, selon la durée d'impulsion.

On considère, comme dans la section 2.2.3.4, que l'enveloppe du faisceau incident peut être décrite par deux fonctions gaussiennes (spatiale et temporelle). En reprenant les mêmes calculs d'énergie, on peut relier la source thermique aux paramètres du laser. On obtient :

$$\begin{cases} \hat{S}_i(\vec{v}, z, f) &= \frac{\partial \mathcal{A}_i}{\partial z}(v_0, z, f_0) \frac{2W}{\Re\{\tilde{n}_0\}} e^{-\frac{\pi^2 f^2 \tau^2}{2}} \left\{ e^{-\frac{\pi^2 L^2}{2} \left(\frac{v_x^2}{\cos^2 \theta_0} + v_y^2 \right)} *_{\vec{v}} \hat{F}(\vec{v}) \right\} \\ S_i(\vec{r}, z, t) &= \frac{\partial \mathcal{A}_i}{\partial z}(v_0, z, f_0) 2 \left(\frac{2}{\pi} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{\cos \theta_0}{\Re\{\tilde{n}_0\}} \frac{W}{\tau L^2} e^{-\frac{2t^2}{\tau^2}} e^{-\frac{2(x^2 \cos^2 \theta_0 + y^2)}{L^2}} F(\vec{r}) \end{cases} \quad (2.66)$$

avec W l'énergie du pulse incident, τ sa durée d'impulsion et L^2 la surface éclairée.

Les résultats sont donnés en Figure 2.18, pour la couche diélectrique de SiO_2 de la Figure 2.3. L'angle θ_0 est choisi proche de l'incidence normale, soit $\theta_0 = \arcsin \frac{1}{60} = 0.955^\circ$. La période de modulation Δx est donc égale à 30 fois la longueur d'onde centrale du laser, ce qui permet d'observer au moins 6 périodes sur la largeur du faisceau laser ($L_x = 100$

μm). Les paramètres du laser et de la couche sont ceux du Tableau 2.1 et du Tableau 2.2 respectivement. Enfin on a choisi un facteur β égal à 0.5, ce qui correspond à la situation où le phénomène d'interférences optiques est le plus marqué.

On considère deux régimes d'impulsion. En Figure 2.18 b), on observe en bleu l'élévation maximale de température obtenue dans la couche de SiO_2 en régime ns. Les résultats sont conformes à ceux de la Figure 2.5 : la température suit l'enveloppe spatiale de la source thermique (en rose pointillé), qui est ici un diagramme d'interférences optiques dû à la superposition des deux faisceaux incidents. A l'inverse, en régime ms (courbe rouge de la Figure 2.18 c)), comme attendu, les franges thermiques sont moins marquées du fait de la diffusion de la chaleur qui est plus importante (pour rappel la longueur de diffusion thermique vaut $27 \mu\text{m}$, ce qui est proche de la période de modulation Δx). Précisons qu'un plus grand angle d'incidence réduirait la période des franges optiques, ce qui donnerait toujours des franges thermiques en régime ns mais plus en régime ms.

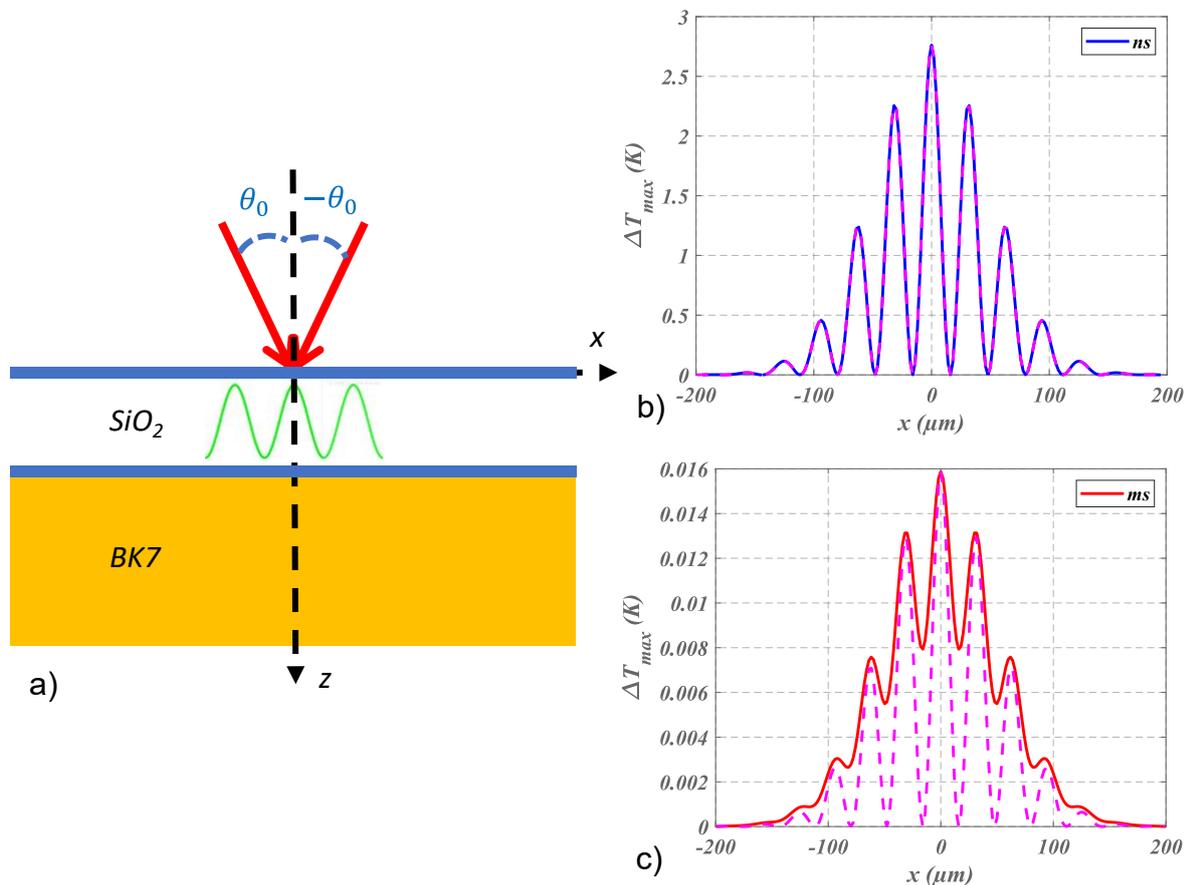


Figure 2.18 : a) schéma d'une interférence optique obtenue à l'aide de la superposition de deux faisceaux cohérents dans une monocouche de SiO_2 . b) interférence optique (rose pointillé) et franges thermiques (bleu en trait plein) en régime ns. c) même chose en régime ms.

En conclusion, les interférences optiques peuvent induire une structuration de la température dans un matériau diélectrique si la période des franges optiques est bien

supérieure à la longueur de diffusion thermique. Cette situation est facilement réalisable en régime ns comme démontré dans cette section.

2.7 Conclusion

Dans ce chapitre, le champ spatio-temporel, décrivant l'élévation de température photo-induite dans les couches minces optiques, a pu être décrit et modélisé avec précision. Il constituera le point de départ de la modélisation du rayonnement thermique au Chapitre 3.

En plus d'être essentiel pour la prédiction du rayonnement thermique, ce chapitre a donné l'occasion de s'attarder sur le comportement de ce champ de température qui constitue un axe de recherche important [4-9,12-14]. Ainsi, l'évolution de la température en fonction des paramètres de la source optique et du composant a pu être mise en lumière. On a également pu revenir avec précision sur la problématique de l'endommagement laser [10,11,61-64,68], en tenant compte de la répétition de l'éclairement. Enfin, nous avons abordé la question de l'auto-organisation de nanoparticules métalliques [20,21].

Du point de vue de la modélisation, le champ de température a été obtenu dans le cadre de la loi de Fourier qui suppose l'équilibre thermodynamique local. Une résolution analytique de l'équation de la chaleur a été proposée ce qui a permis une vérification analytique du comportement de la température en fonction des paramètres du laser et du composant (voir ANNEXE E).

Chapitre 3 Rayonnement thermique photo-induit

3.1 Introduction

Nous allons donc dans ce chapitre aborder le sujet central de cette thèse à savoir le rayonnement thermique photo-induit des filtres interférentiels. Commençons cette introduction par décrire de manière générale ce rayonnement.

Le rayonnement thermique est un signal électromagnétique dans le proche et moyen infra-rouge. Tout corps à une température supérieure au zéro absolu génère ce signal. Sa gamme de longueur d'onde ainsi que sa puissance dépendent de la température du corps d'où l'adjectif *thermique* dans son nom. De plus, on peut lui associer un flux de chaleur. Ainsi, un corps isolé thermiquement dans l'espace (c'est-à-dire ne recevant aucun flux de chaleur de l'extérieur) se refroidit progressivement par rayonnement thermique. Notons que ce mode de transfert thermique, du fait de la nature électromagnétique de son support, ne nécessite pas de milieu matériel à la différence des deux autres modes de transfert thermique que sont la conduction et la convection. C'est ce qui permet au Soleil d'apporter de la chaleur à la Terre malgré le vide spatial séparant les deux astres.

Intuitivement, l'origine du rayonnement thermique peut être analysée et comprise de la manière suivante [32,70]. Les particules chargées dans un milieu sont en mouvement du fait de sa température. Il est ensuite bien connu que tout déplacement de charges électriques est source de rayonnement électromagnétique. Ce mouvement est aléatoire et peut être modélisé, dans chaque élément de volume, par un courant électrique dont on peut donner une description statistique et qu'on appellera, dans cette thèse, courant thermique. Sous réserve de connaître l'expression de ces courants, le calcul du rayonnement thermique s'apparente ainsi à un problème électromagnétique d'antenne.

Précisons maintenant quelques points sur la description statistique du courant thermique. Sa moyenne statistique, prise sur un grand nombre de particules, est nulle du fait du caractère aléatoire de l'agitation thermique. Le champ rayonné sera ainsi de moyenne nulle car proportionnel au courant. Cependant, le moment statistique d'ordre 2 des courants n'est pas nul ce qui donne une puissance du champ, et donc du rayonnement thermique, non nulle. L'expression de ce moment d'ordre 2 peut être exprimée en fonction de la température de l'élément de volume considéré, ainsi que de sa permittivité diélectrique, à l'aide du théorème de fluctuation-dissipation issu de la physique statistique. Ainsi ce théorème relie les fluctuations des courants à une dissipation d'énergie par rayonnement thermique.

Historiquement cette approche électromagnétique de la modélisation du rayonnement thermique a été introduite par Rytov dans la deuxième moitié du XX^e siècle [29]. Elle a été depuis largement utilisée et adaptée aux systèmes multicouches à l'équilibre thermodynamique [71,72]. Précédemment, la puissance du rayonnement avait été modélisée par Planck au début du XX^e siècle pour un composant particulier appelé corps noir. La démonstration de cette fameuse loi de Planck s'appuie là encore sur les concepts de la physique statistique. L'avantage de la modélisation électromagnétique réside dans une meilleure compréhension de la physique sous-jacente et dans la possibilité de calculer le rayonnement thermique en champ proche. De façon générale, toute étude de rayonnement thermique à l'échelle nanométrique ou micrométrique nécessite cette approche.

Nous avons donc décrit dans les grandes lignes la modélisation électromagnétique du rayonnement thermique. L'objectif de ce chapitre est de l'appliquer aux filtres interférentiels dans le cadre photo-induit correspondant au domaine d'utilisation courant. On doit donc déterminer le rayonnement thermique de structures présentant un champ de température $T(\vec{\rho}, t)$ temporellement et spatialement variable. Pour cela on s'appuie sur de récents travaux qui utilisent le théorème de fluctuation-dissipation dans le cadre de l'équilibre thermodynamique local [73].

Les intérêts des travaux présentés dans ce chapitre sont multiples. Ainsi, si la modélisation du rayonnement de structures multicouches a déjà été étudiée dans la littérature [16,71,72], le travail réalisé au cours de cette thèse permet de modéliser le rayonnement thermique à partir des outils développés pour la synthèse des couches minces optiques, à savoir les admittances complexes et les indices effectifs. On montre ainsi que des liens forts existent avec le domaine des microcavités luminescentes, et leurs propriétés d'exaltation étudiées au Chapitre 1. Plus précisément, le rayonnement thermique est piloté par la différence d'admittance dans le multicouche. Cela ouvre la voie au contrôle de l'exaltation et au confinement spectral et angulaire du rayonnement thermique grâce à l'utilisation des structures ZAL développées dans le Chapitre 1. Notons que le façonnage et le contrôle du rayonnement thermique est un domaine d'intérêt croissant en raison de ses nombreuses applications potentielles dans le domaine de l'énergie et de la défense. Nous y reviendrons au cours de ce chapitre.

Par ailleurs, l'origine du rayonnement thermique des filtres étant l'absorption de l'illumination optique, sa modélisation précise est une première étape dans la résolution du problème inverse qui consiste à déterminer l'absorption (et plus précisément la partie imaginaire de l'indice optique complexe) à partir de la mesure du rayonnement thermique. Précisons, à ce sujet, que des travaux expérimentaux récents réalisés ont permis d'effectuer des mesures relativement fines de l'absorption (voir la thèse de Camille Petite [19]). Ils s'appuient sur la mesure, à l'aide d'une caméra thermique, de l'élévation de température induite par des lasers continus de fortes puissances cadencés au kHz (technique dite de thermographie par détection synchrone [17,18]). Plus

généralement, la plupart des techniques de mesures de l'absorption des couches minces optiques s'appuient sur des phénomènes thermiques photo-induits.

Enfin, l'approche électromagnétique décrite dans les paragraphes précédents permettra de prendre en compte, au Chapitre 4, le rayonnement thermique piégé, c'est-à-dire se propageant sous forme de modes guidés dans le multicouche. Signalons en amont que cela ne serait pas possible avec la méthode indirecte généralement utilisée, consistant à utiliser la loi de Kirchhoff reliant l'émission thermique à l'absorption [16,72,73].

Ce chapitre s'organise de la façon suivante. Tout d'abord la modélisation complète du rayonnement thermique des filtres est présentée en section 3.2. Les données d'entrée du problème sont les propriétés optiques des filtres et le champ de température qui résulte de l'absorption d'un éclairage optique extérieur (voir Chapitre 2). Les résultats obtenus sont ensuite utilisés, en section 3.3, pour étudier le rayonnement thermique de composants classiques du domaine des couches minces optiques. On montrera ainsi comment un miroir multi-diélectrique peut modifier son propre rayonnement thermique lorsque sa température augmente. La structuration du rayonnement thermique est ensuite étudiée en détail dans la partie 3.4. On montrera ainsi comment les structures ZAL du Chapitre 1 permettent de confiner spectralement et angulairement le rayonnement thermique.

3.2 Modélisation du rayonnement thermique d'un système multicouche

3.2.1 Les courants responsables du rayonnement thermique

Une première étape indispensable consiste à introduire, dans les équations de Maxwell, les courants volumiques, électriques et magnétiques, responsables du rayonnement thermique. Cette étape s'appuie directement sur le théorème de fluctuation-dissipation issu de la physique statistique ou quantique. Après un rappel de ce théorème sous une forme canonique, nous l'utilisons de façon originale pour retrouver l'expression analytique des courants volumiques électriques et magnétiques dans chacune des couches de l'empilement. Cette démarche favorise un exposé cohérent qui se poursuit dans le cadre de l'électromagnétisme classique et peut ainsi s'appuyer sur des précédents travaux théoriques et numériques liés à la diffusion volumique dans les systèmes multicouches [22].

3.2.1.1 Théorème de fluctuation-dissipation (TFD)

Partant d'une description microscopique [30] d'un système à l'équilibre d'Hamiltonien \mathcal{H}_0 , on considère une grandeur physique décrite par l'observable x_0 dont la valeur

moyenne s'écrit $\bar{x}_0 = \langle x_0(t) \rangle$. Le symbole $\langle \rangle$ est utilisé pour une moyenne spatiale prise sur un grand nombre de particules, en appui sur une distribution de probabilité liée aux états d'énergie des particules [16,17,64]. La notion d'équilibre signifie que l'écart-type des fluctuations temporelles autour de la valeur moyenne est très faible, de sorte que $x_0(t)$ peut être approximée à sa valeur moyenne avec une très bonne précision, soit :

$$\langle [x_0(t) - \bar{x}_0]^2 \rangle \ll 1 \Rightarrow x_0(t) \approx \bar{x}_0 \quad (3.1)$$

C'est cette moyenne qui est en général considérée en physique classique macroscopique (non statistique), comme le champ électrique ou la polarisation de la matière. Les fluctuations proviennent de la description microscopique, et leur faible écart-type est lié au grand nombre de particules. Considérons maintenant une force f appliquée à ce système, qui modifie l'Hamiltonien \mathcal{H}_0 comme [30] :

$$\mathcal{H}(x) = \mathcal{H}_0(x) - xf(t) \quad (3.2)$$

Ecrivons ensuite au premier ordre la relation linéaire entre la force et la modification de la moyenne de l'observable, soit :

$$\langle x(t) \rangle = \bar{x}_0 + G *_t f \quad (3.3)$$

où G est la fonction de transfert du système ou de la matière (ou fonction de réponse linéaire), et où l'on note que le produit de convolution ($*_t$) s'effectue par rapport à la variable temporelle. Dans les conditions des équations (3.2) et (3.3), le TFD donne l'écart-type des fluctuations de l'observable dans le premier plan de Fourier (ou l'écart-type du spectre de l'observable). Il s'énonce comme [29,30,33] :

$$\langle |\check{x}(\omega)|^2 \rangle = \frac{\bar{h}}{\pi} \left\{ \frac{1}{2} + \frac{\Theta(\omega, T)}{\bar{h}\omega} \right\} \check{G}''(\omega) \quad (3.4)$$

avec \check{G}'' la partie imaginaire de \check{G} et $\Theta(\omega, T)$ l'oscillateur harmonique de Planck dont l'expression est :

$$\Theta(\omega, T) = \frac{\bar{h}\omega}{e^{k_B T} - 1} \quad (3.5)$$

Dans ces expressions, \bar{h} est la constante réduite de Planck et k_B est la constante de Boltzmann. Le système considéré est à la température T . La grandeur $\check{x}(\omega)$ désigne la Transformée de Fourier de $x(t)$ définie comme :

$$\check{x}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int x(t) e^{j\omega t} dt \Leftrightarrow x(t) = \int \check{x}(\omega) e^{-j\omega t} d\omega \quad (3.6)$$

Cette TF est légèrement différente de celle utilisée dans le reste de cette thèse pour les calculs optiques et de température. La variable de Fourier conjuguée à t est cette fois-ci la pulsation temporelle $\omega = 2\pi f$ (ou fréquence angulaire) au lieu de la fréquence

temporelle f . La relation entre la TF utilisée jusqu'à présent (équation (1.1)) et cette dernière est :

$$\tilde{x}(f) = 2\pi\check{x}(2\pi f) \quad (3.7)$$

Ce lien sera utilisé plus loin pour rester cohérent avec les notations utilisées dans cette thèse.

Enfin, dans le cadre d'un calcul énergétique (flux, puissance, absorption) du rayonnement thermique, on peut omettre le facteur $\frac{1}{2}$ dans la relation (3.4) qui représente les fluctuations quantiques du vide [70]. Notons que cela n'est plus possible dans le cadre d'un calcul de force où les fluctuations du vide représente l'effet Casimir [70,74]. Ainsi, sans ce facteur $\frac{1}{2}$, la relation (3.4) devient :

$$\langle |\check{x}(\omega)|^2 \rangle = \frac{1}{\pi\omega} \Theta(\omega, T) \check{G}''(\omega) \quad (3.8)$$

On notera que ce résultat est obtenu à l'équilibre thermodynamique, pour un grand nombre de particules et dans une hypothèse de linéarité (réponse linéaire du système à une force extérieure).

3.2.1.2 Application à la polarisation photo-induite de la matière

Ce théorème est maintenant utilisé pour retrouver l'écart-type du spectre de polarisation (électrique ou magnétique) de la matière induite par une illumination optique extérieure. Le résultat permettra d'introduire dans les équations de Maxwell des courants électriques et magnétiques tenant compte de ces fluctuations, et qui seront à l'origine du rayonnement thermique. Comme d'habitude, on supposera les milieux homogènes, linéaires et isotropes.

Sous la forme classique (macroscopique), les équations de Maxwell en l'absence de source s'écrivent comme :

$$\begin{cases} \overrightarrow{\text{rot}}\vec{E} &= -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} \\ \overrightarrow{\text{rot}}\vec{H} &= \frac{\partial\vec{D}}{\partial t} \end{cases} \quad (3.9)$$

Les relations (3.9) sont écrites dans la matière. Celle-ci est prise en compte par les courants de polarisation électrique \vec{P}_e et magnétique \vec{P}_h qui apparaissent sous excitation lumineuse. Sous l'hypothèse dipolaire, le lien entre ces polarisations et les champs s'écrivent comme :

$$\vec{D} = \epsilon_0\vec{E} + \vec{P}_e \quad \text{et} \quad \vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{P}_h) \quad (3.10)$$

où (ϵ_0, μ_0) sont relatifs au vide. Ainsi, tout se passe donc comme si nous avions des courants électriques J et magnétiques M dans le vide, puisque les équations de Maxwell (3.9) se réécrivent comme :

$$\begin{cases} \overrightarrow{\text{rot}}\vec{E} &= -\frac{\partial(\mu_0\vec{H})}{\partial t} + \vec{M} \\ \overrightarrow{\text{rot}}\vec{H} &= \frac{\partial(\epsilon_0\vec{E})}{\partial t} + \vec{J} \end{cases} \quad (3.11)$$

avec :

$$\vec{M} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{P}_h}{\partial t} \quad \text{et} \quad \vec{J} = \frac{\partial \vec{P}_e}{\partial t} \quad (3.12)$$

Considérons maintenant que \vec{J} et \vec{M} sont les observables d'un système soumis au champ électromagnétique (\vec{E}_0, \vec{H}_0) . La variation d'énergie due à la présence des distributions dipolaires (\vec{P}_e, \vec{P}_h) dans ce champ électromagnétique s'écrit, pour un volume élémentaire δV , comme [75] :

$$\delta W_e = -\vec{P}_e \cdot \vec{E}_0 \delta V \quad \text{et} \quad W_h = -\mu_0 \vec{P}_h \cdot \vec{H}_0 \delta V \quad (3.13)$$

On sait également [75] que les valeurs moyennes des polarisations \vec{P}_v sont liées localement aux susceptibilités χ_u comme :

$$\langle \vec{P}_e(\vec{\rho}, t) \rangle = \epsilon_0 \chi_e(\vec{\rho}, t) *_t \vec{E}_0(\vec{\rho}, t) \quad \text{et} \quad \langle \vec{P}_h(\vec{\rho}, t) \rangle = \chi_h(\vec{\rho}, t) *_t \vec{H}_0(\vec{\rho}, t) \quad (3.14)$$

où $\chi_e(t)$ et $\chi_h(t)$ désignent les susceptibilités temporelles électriques et magnétiques du milieu, et où le produit de convolution $*_t$ tient compte des effets d'inertie/absorption/dispersion. On notera ici, comme c'est le cas pour une majorité de matériaux, que la polarisation électrique (respectivement magnétique) est supposée uniquement induite par le champ électrique (respectivement magnétique).

A ce stade, le TFD peut être utilisé en comparant les équations (3.13) et (3.14) aux équations (3.2) et (3.3). Les quantités $\vec{P}_e \delta V$ et $\mu_0 \vec{P}_h \delta V$ jouent ainsi le rôle des observables du système tandis que le champ électromagnétique extérieur (\vec{E}_0, \vec{H}_0) joue celui de la force appliquée. On obtient ainsi :

$$\begin{cases} \langle |\delta V \vec{P}_e(\vec{\rho}, \omega)|^2 \rangle &= \frac{1}{\pi\omega} \Theta(\omega, T(\vec{\rho})) \delta V \epsilon_0 \check{\chi}_e''(\vec{\rho}, \omega) \\ \langle |\delta V \mu_0 \vec{P}_h(\vec{\rho}, \omega)|^2 \rangle &= \frac{1}{\pi\omega} \Theta(\omega, T(\vec{\rho})) \delta V \mu_0 \check{\chi}_h''(\vec{\rho}, \omega) \end{cases} \quad (3.15)$$

Tenant compte finalement du lien entre susceptibilités et permittivité/perméabilité dans le plan de Fourier, soit :

$$\begin{cases} \langle \vec{D} \rangle = \varepsilon *_t \vec{E} \\ \langle \vec{B} \rangle = \mu *_t \vec{H} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \check{\varepsilon} = \varepsilon_0(1 + \check{\chi}_e) \\ \check{\mu} = \mu_0(1 + \check{\chi}_h) \end{cases} \quad (3.16)$$

on aboutit à :

$$\begin{cases} \langle \delta V \left| \vec{P}_e(\vec{\rho}, \omega) \right|^2 \rangle = \frac{1}{\pi\omega} \Theta(\omega, T(\vec{\rho})) \check{\varepsilon}''(\vec{\rho}, \omega) \\ \langle \delta V \left| \vec{P}_h(\vec{\rho}, \omega) \right|^2 \rangle = \frac{1}{\mu_0^2} \frac{1}{\pi\omega} \Theta(\omega, T(\vec{\rho})) \check{\mu}''(\vec{\rho}, \omega) \end{cases} \quad (3.17)$$

On notera dans (3.17) que la température $T(\vec{\rho})$ impose le support spatial transverse des courants dans le plan xy, ainsi que leur distribution dans la profondeur (z) de l'empilement. C'est pourquoi un calcul 3D de la température, comme ce qui a été réalisé au Chapitre 2, est ici indispensable.

3.2.1.3 Définition des courants dans les équations de Maxwell

Il nous reste maintenant à introduire dans les équations de Maxwell la forme analytique des courants qui tiennent compte des fluctuations données en (3.17). Compte tenu de (3.12), les relations (3.17) donnent accès aux écarts-types fréquentiels des Transformées de Fourier des courants, soit :

$$\begin{cases} \langle \delta V \left| \vec{J}(\vec{\rho}, \omega) \right|^2 \rangle = \langle \delta V \left| -j\omega \vec{P}_e(\vec{\rho}, \omega) \right|^2 \rangle = \frac{\omega}{\pi} \Theta(\omega, T(\vec{\rho})) \check{\varepsilon}''(\vec{\rho}, \omega) \\ \langle \delta V \left| \vec{M}(\vec{\rho}, \omega) \right|^2 \rangle = \langle \delta V \left| j\omega\mu_0 \vec{P}_h(\vec{\rho}, \omega) \right|^2 \rangle = \frac{\omega}{\pi} \Theta(\omega, T(\vec{\rho})) \check{\mu}''(\vec{\rho}, \omega) \end{cases} \quad (3.18)$$

Puis, en utilisant la relation (3.7) avec la TF temporelle utilisée pour nos précédents calculs optiques et de température, on obtient :

$$\begin{cases} \langle \delta V \left| \vec{J}(\vec{\rho}, f) \right|^2 \rangle = 4\pi f \Theta(2\pi f, T(\vec{\rho})) \check{\varepsilon}''(\vec{\rho}, 2\pi f) \\ \langle \delta V \left| \vec{M}(\vec{\rho}, f) \right|^2 \rangle = 4\pi f \Theta(2\pi f, T(\vec{\rho})) \check{\mu}''(\vec{\rho}, 2\pi f) \end{cases} \quad (3.19)$$

On retrouve ainsi des expressions déjà données dans la littérature [16,29–31,71,72], sous différentes formes. Signalons que la présence du terme en δV dans (3.19), que l'on retrouve également dans [76,77], est indispensable pour que l'équation aux dimensions soit respectée. Notons aussi que, en milieu isotrope, les relations (3.19) se projettent sur chaque axe avec la même forme. Elles restent ainsi valables pour chaque composante \tilde{J}_u et \tilde{M}_u des courants, avec $u \in \{x, y, z\}$. A ce stade nous avons donc la moyenne d'ensemble du module des courants dans le plan de Fourier et sur chaque axe.

Finalement, pour tenir compte du rayonnement thermique émis par ces sources dans un milieu i , il suffit d'introduire dans les équations de Maxwell des courants électriques \tilde{J}_u et magnétiques \tilde{M}_u dont les expressions analytiques s'écrivent dans chaque couche comme :

$$\forall u \in \{x, y, z\}, \begin{cases} \tilde{J}_{u,i}(\vec{\rho}, f)\sqrt{\delta V} &= e^{j\varphi_{u,i}^J(\vec{\rho}, f)} \sqrt{4\pi f \Theta(2\pi f, T_i(\vec{\rho})) \tilde{\epsilon}_i''(\vec{\rho}, 2\pi f)} \\ \tilde{M}_{u,i}(\vec{\rho}, f)\sqrt{\delta V} &= e^{j\varphi_{u,i}^M(\vec{\rho}, f)} \sqrt{4\pi f \Theta(2\pi f, T_i(\vec{\rho})) \tilde{\mu}_i''(\vec{\rho}, 2\pi f)} \end{cases} \quad (3.20)$$

où les termes φ_u^J ou φ_u^M désignent les phases spectrales des courants (ou les arguments de leurs TF). On verra dans la partie 3.2.2.4 comment les hypothèses sur la nature statistique de ces phases (indépendance, distribution uniforme) permettent d'introduire des distributions de Dirac et de simplifier les calculs à différentes étapes. Cette façon de procéder permet, le cas échéant et pour des applications en dehors du champ de la thermique, de tenir compte d'interférences entre courants [2,26]. Par ailleurs, les courants sont ainsi exprimés sous une forme régulière (en opposition à singulière au sens des distributions).

On aura remarqué que cette démarche ne fait pas appel à des distributions de Dirac et des symboles de Kronecker associés a priori aux courants thermiques, comme c'est très souvent le cas dans la littérature [16,30–32,70]. Notons que ces distributions s'appuient sur des considérations physiques importantes qui seront retrouvées par la suite à l'aide d'hypothèses sur la nature statistique des phases (voir partie 3.2.2.4). En particulier la distribution de Dirac temporelle tient compte de la stationnarité des courants aux échelles de temps considérées.

Notre démarche nous permet donc de rester dans le cadre de la physique macroscopique, sans hypothèse supplémentaire, avec le paquet d'ondes comme outil descriptif principal. Dans ces conditions nous pourrons traiter de la même façon les signaux déterministes ou aléatoires, et pourrons donc nous appuyer sur l'expérience de l'équipe en modélisation électromagnétique déterministe.

A ce stade le problème est correctement posé et nous pouvons effectuer la résolution des équations de Maxwell en présence de courants volumiques électriques et magnétiques dans chacune des couches du filtre interférentiel. Ce constat nous permettra de procéder à une méthode de résolution proche de celle déjà utilisée pour la diffusion volumique [19] et qui sera détaillée en section 3.2.2.

3.2.1.4 Aspect spatio-temporel

La variable d'espace $\vec{\rho} = (\vec{r}, z)$ a été introduite dans les expressions (3.20), alors que le TFD est généralement utilisé à l'équilibre thermodynamique (cas d'une température uniforme). Cela requiert une justification, d'autant que nos calculs vont également tenir compte d'une variation temporelle $T(\vec{r}, z, t)$ de la température, (Chapitre 2). En d'autres termes, il nous faut justifier d'une loi de fluctuation-dissipation qui prenne en compte la distribution spatio-temporelle de température. Cette justification s'appuie sur de nombreux travaux [73,77] qui ont montré que le TFD pouvait encore s'appliquer dans le cadre de l'équilibre thermodynamique local, c'est à dire lorsque qu'une température peut

être définie en tout point et en tout instant. On retrouve ainsi la condition de définition de la température qui est valable pour notre application (voir section 2.2.1.2).

3.2.2 Calcul du champ électromagnétique rayonné par les courants thermiques

Nous avons vu dans la partie précédente que l'agitation thermique des particules chargées à l'intérieur de chaque couche du composant peut être modélisée par une densité volumique de courants électriques et magnétiques. Nous allons dans cette partie calculer le rayonnement thermique, c'est-à-dire le champ électromagnétique créé par ces courants. Plus précisément, nous nous intéresserons au flux de rayonnement thermique qui est la grandeur aisément mesurable par un détecteur.

3.2.2.1 Flux de rayonnement

Au Chapitre 1, le bilan d'énergie en régime monochromatique a été présenté. Cependant, le rayonnement thermique est un signal polychromatique, ce qui demande une description du champ sous forme de paquets fréquentiels. Nous devons donc tout d'abord donner l'expression du flux dans le cas général du régime polychromatique.

Eu égard aux temps de réponse des détecteurs optiques, très grands devant la période temporelle du rayonnement thermique considéré (pour notre application, on se limitera au domaine spectral du visible et infra-rouge), ces détecteurs se comportent comme un filtre passe-bas [2]. En conséquence le flux polychromatique (multi-spectral) s'écrit comme la somme des flux monochromatiques [2]. Cette propriété permet d'éviter d'introduire a priori des distributions de Dirac de type $\delta(f - f')$ dans les courants [31]. On obtient ainsi, en champ lointain, pour la densité surfacique de flux polychromatique à travers un plan infini de normale \vec{n} , l'expression suivante [2,16,31]:

$$\frac{d\Phi}{dS} = 4 \int_{f=0}^{+\infty} \Re\{\vec{\Pi} \cdot \vec{n}\} df \quad (3.21)$$

où $\vec{\Pi} = \frac{1}{2} \vec{E}^* \wedge \vec{H}$ est le vecteur de Poynting en régime harmonique avec (\vec{E}, \vec{H}) le champ électromagnétique tangentiel dans le premier plan de Fourier (relation (1.1)), induit par les densités volumiques de courants thermiques (3.20). Remarquons que le calcul de la densité surfacique de flux dans les milieux extrêmes nécessite de considérer le champ (\vec{E}_0, \vec{H}_0) et la normale $\vec{n} = -\vec{z}$ pour le superstrat, ainsi que le champ (\vec{E}_s, \vec{H}_s) et la normale $\vec{n} = \vec{z}$ pour le substrat. Enfin notons que seules les fréquences positives sont considérées dans (3.21).

La relation (3.21) est donnée pour le flux émis dans toutes les directions de l'espace à toutes les longueurs d'onde. Si l'on veut maintenant s'intéresser au flux monochromatique rayonné dans une seule direction en champ lointain, il faut considérer la densité spectrale

de flux par unité de fréquence temporelle et de fréquence spatiale (monochromatique, unidirectionnel) dans les milieux extrêmes supposés transparents [2]. On obtient, en notant (Φ_0, Φ_s) les flux dans le superstrat et le substrat respectivement :

$$\begin{cases} \frac{\partial \Phi_0}{\partial f \partial \vec{v}} = 4 \frac{1}{2} \Re\{\tilde{n}_0(v, f)\} \left| \vec{E}_0(\vec{v}, f) \right|^2 \\ \frac{\partial \Phi_s}{\partial f \partial \vec{v}} = 4 \frac{1}{2} \Re\{\tilde{n}_s(v, f)\} \left| \vec{E}_s(\vec{v}, f) \right|^2 \end{cases} \quad (3.22)$$

où on a repris les notations des chapitres précédents. Ainsi, $\vec{v} = v(\cos \phi, \sin \phi)$ est la fréquence spatiale, dont le module vaut $v = |\vec{v}| = n_i \sin \theta_i / \lambda$, avec (θ_i, ϕ) les angles normal et polaire définis pour chaque milieu $n^{\circ}i$ (ici le superstrat et le substrat, voir la Figure 1.3). Le champ électrique tangentiel \vec{E}_i est exprimé dans le deuxième plan de Fourier et \tilde{n}_i est l'indice effectif du milieu (relation (1.15)). On notera que \vec{E}_0 et \vec{E}_s sont respectivement rétrograde et progressif dans les milieux extrêmes.

Au Chapitre 1, nous avons utilisé la notation \vec{E}_{ii} pour le champ créé sur l'interface i par un courant surfacique positionné sur cette même interface. Dans le cadre du rayonnement thermique, la configuration est volumique et nous noterons donc $(\vec{E}_{ii-1}, \vec{E}_{ii})$ les champs créés par la couche $n^{\circ}i$ sur son interface supérieure ($z = z_{i-1}$) et inférieure ($z = z_i$). Les coefficients de traversée permettent ensuite de calculer le champ \vec{E}_{ij} généré par le volume i sur n'importe quelle interface j . On a ainsi [2] :

$$\begin{cases} \forall j \in \{0, \dots, i-2\}, \vec{E}_{ij} = C'_{i-1j} \vec{E}_{ii-1} & \text{et} & C'_{i-1j} = \prod_{k=j+1}^{i-1} \cos \delta_k - j \frac{Y'_k}{m_k} \sin \delta_k \\ \forall j \in \{i+1, \dots, p\}, \vec{E}_{ij} = C_{ij} \vec{E}_{ii} & \text{et} & C_{ij} = \prod_{k=i+1}^j \cos \delta_k + j \frac{Y_{k-1}}{m_k} \sin \delta_k \end{cases} \quad (3.23)$$

A l'aide du théorème de superposition, on peut écrire le champ total sur l'interface i comme la somme des champs générés par les p couches du composant sur cette même interface :

$$\vec{E}_j = \sum_{i=1}^p \vec{E}_{ij} \quad (3.24)$$

Ces résultats permettent de développer les relations (3.22). Ainsi, en considérant les champs sur les interfaces supérieures et inférieures du composant, on obtient :

$$\begin{cases} \frac{\partial \Phi_0}{\partial f \partial \vec{v}} = 4 \frac{1}{2} \Re\{\tilde{n}_0(v, f)\} \left| \sum_{i=1}^p C'_{i-10}(v, f) \vec{E}_{ii-1}(\vec{v}, f) \right|^2 \\ \frac{\partial \Phi_s}{\partial f \partial \vec{v}} = 4 \frac{1}{2} \Re\{\tilde{n}_s(v, f)\} \left| \sum_{i=1}^p C_{is}(v, f) \vec{E}_{ii}(\vec{v}, f) \right|^2 \end{cases} \quad (3.25)$$

La relation (3.25) fait apparaître des termes croisés de type $\vec{E}_{ii} \vec{E}_{jj}^*$, caractéristiques d'interférences entre les champs émis par les couches i et j , avec $i \neq j$. Dans le cas le plus général, il est possible d'introduire à ce stade la notion de cohérence mutuelle entre courants [26]. Toutefois, comme signalé en section 3.2.1.3, pour ces phénomènes thermiques nous considérerons que les phases (ψ_i, ψ_j) des courants créant $(\vec{E}_{ii}, \vec{E}_{jj}^*)$ sont indépendantes et uniformément distribuées, de sorte que ces termes s'élimineront pour $i \neq j$ dès qu'il y aura intégration sous un angle solide de détection. En conséquence, pour notre application, la densité spectrale de flux ne fait apparaître que les termes quadratiques, sous la forme :

$$\begin{cases} \frac{\partial \Phi_0}{\partial f \partial \vec{v}} = 2 \Re\{\tilde{n}_0(v, f)\} \sum_{i=1}^p |C'_{i-10}(v, f)|^2 \left| \vec{E}_{ii-1}(\vec{v}, f) \right|^2 \\ \frac{\partial \Phi_s}{\partial f \partial \vec{v}} = 2 \Re\{\tilde{n}_s(v, f)\} \sum_{i=1}^p |C_{is}(v, f)|^2 \left| \vec{E}_{ii}(\vec{v}, f) \right|^2 \end{cases} \quad (3.26)$$

Il ne reste plus maintenant qu'à exprimer le champ électromagnétique créé par le courant thermique de la couche i , sur son interface inférieure (\vec{E}_{ii}) ou supérieure (\vec{E}_{ii-1}).

3.2.2.2 Résultats de la diffusion volumique

Les matériaux utilisés pour notre application de filtrage interférentiel étant non-magnétiques ($\mu_i'' = 0$), on considérera que le courant thermique magnétique est nul, ce qui réduit le nombre de termes à calculer. On doit donc déterminer le champ résultant de densités volumiques de courants électriques données par (3.20) dans un système multicouche. Ce calcul du champ électromagnétique créé par une densité volumique arbitraire de courant électrique dans un composant multicouche est donné en [22]. On rappelle ici l'expression du champ créé par le courant volumique J_i sur l'interface supérieure ($z = z_{i-1}$) et inférieure ($z = z_i$) de la couche $n^o i$, d'épaisseur e_i , soit :

$$\begin{aligned} \vec{E}_{ii-1} &= \frac{1}{\Delta Y_{i-1}} \left[F_{1i} \vec{E}_i^g(z_i) + F_{2i} \vec{z} \wedge \vec{H}_i^g(z_i) + F_{3i} \vec{E}_i^g(z_{i-1}) + F_{4i} \vec{z} \wedge \vec{H}_i^g(z_{i-1}) \right] \\ \vec{E}_{ii} &= \frac{1}{\Delta Y_i} \left[F_{5i} \vec{E}_i^g(z_i) + F_{6i} \vec{z} \wedge \vec{H}_i^g(z_i) + F_{7i} \vec{E}_i^g(z_{i-1}) + F_{8i} \vec{z} \wedge \vec{H}_i^g(z_{i-1}) \right] \end{aligned} \quad (3.27)$$

Dans cette expression, la présence du terme en $1/\Delta Y_i$, avec $\Delta Y_i = Y_i - Y_i'$ la différence d'admittance, rappelle les possibilités d'exaltation ou d'inhibition du rayonnement, en

lien avec la structure du multicouche, que nous avons étudiées au Chapitre 1. Les autres coefficients sont donnés par :

$$\begin{cases} F_{1i} = -j\tilde{n}_i \sin \delta_i - Y_{i-1} \cos \delta_i \\ F_{2i} = -\cos \delta_i - j \frac{Y_{i-1}}{\tilde{n}_i} \sin \delta_i \\ F_{3i} = Y_{i-1} \\ F_{4i} = 1 \end{cases} \quad \text{et} \quad \begin{cases} F_{5i} = -Y_i' \\ F_{6i} = -1 \\ F_{7i} = -j\tilde{n}_i \sin \delta_i + Y_i' \cos \delta_i \\ F_{8i} = \cos \delta_i - j \frac{Y_i'}{\tilde{n}_i} \sin \delta_i \end{cases} \quad (3.28)$$

Il reste maintenant à expliciter le champ électromagnétique $(\vec{E}_i^g, \vec{H}_i^g)$ qui est une solution particulière de l'équation de Helmholtz dans le deuxième plan de Fourier, résultant du terme source correspondant au courant électrique dans la couche $n^{\circ}i$. Ce champ tangentiel est le résultat du produit de convolution sur la variable d'espace z entre le terme source et la fonction de Green G_i associée à l'équation de Helmholtz. On a donc, dans le deuxième plan de Fourier [22] :

$$\vec{X}_i^g = G_i *_z \vec{S}^{X_i} \quad \text{avec} \quad G_i = \frac{1}{2j\alpha_i} e^{j\alpha_i|z|} \quad (3.29)$$

avec $X_i = E_i$ ou H_i , et dans le premier plan de Fourier :

$$\begin{aligned} \vec{S}^{E_i} &= -j\omega\mu_i \vec{J}_i + \frac{1}{j\omega\epsilon_i} \overrightarrow{\text{grad}} [\text{div} \vec{J}_i] \\ \vec{S}^{H_i} &= -\overrightarrow{\text{rot}} [\vec{J}_i] \end{aligned} \quad (3.30)$$

On remarquera que la fonction de Green G_i est la même que celle utilisée pour l'équation de la chaleur dans le deuxième plan de Fourier du fait de l'analogie optique-thermique [28]. Notons aussi que nous n'avons pas utilisé de fonction de Green dyadique, mais résolu l'équation de Helmholtz dans le deuxième plan de Fourier en présence de sources. Le calcul analytique des termes sources est légèrement plus complexe, mais ce choix nous permet de nous appuyer sur la méthode de calcul de diffusion volumique [22] développée dans le laboratoire. Il nous faut en conséquence expliciter le calcul des TF spatiales des termes sources donnés en (3.30). On trouve, dans la base (\vec{x}, \vec{y}) , l'expression :

$$\vec{S}^{E_i} = -j\omega\mu_i \begin{pmatrix} \left(1 - \frac{\sigma_x^2}{k_i^2}\right) \hat{J}_{x,i} - \frac{\sigma_x\sigma_y}{k_i^2} \hat{J}_{y,i} + j \frac{\sigma_x}{k_i^2} \frac{\partial \hat{J}_{z,i}}{\partial z} \\ -\frac{\sigma_x\sigma_y}{k_i^2} \hat{J}_{x,i} + \left(1 - \frac{\sigma_y^2}{k_i^2}\right) \hat{J}_{y,i} + j \frac{\sigma_y}{k_i^2} \frac{\partial \hat{J}_{z,i}}{\partial z} \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \vec{S}^{H_i} = \begin{pmatrix} \frac{\partial \hat{J}_{y,i}}{\partial z} - j\sigma_y \hat{J}_{z,i} \\ -\frac{\partial \hat{J}_{x,i}}{\partial z} + j\sigma_x \hat{J}_{z,i} \end{pmatrix} \quad (3.31)$$

Ainsi les expressions des termes sources électriques et magnétiques (3.31) permettent d'obtenir, compte tenu de (3.29), les valeurs du champ $(\vec{E}_i^g, \vec{H}_i^g)$ aux interfaces $(i-1$ et $i)$ qui interviennent dans (3.27). Cela permet d'accéder au champ électrique tangentiel sur les interfaces supérieure et inférieure de la couche $n^{\circ}i$. Avant d'aller plus loin dans

l'explicitation de ces solutions particulières (section 3.2.2.4), il est important de revenir au calcul de (3.26) pour prendre en compte la polarisation de l'onde émise dans une direction.

3.2.2.3 Prise en compte de la polarisation

L'expression du flux de rayonnement thermique (3.26) fait apparaître des coefficients \tilde{n} et C qui dépendent de la polarisation. Pour calculer ces coefficients, il nous faut donc connaître la polarisation des ondes eu égard à un plan de référence $(\vec{\sigma}, \vec{z})$, avec $\vec{\sigma} = 2\pi\vec{v}$ la composante tangentielle du vecteur d'onde. Pour rappel, il s'agit ici de définir la quantité de lumière qui serait mesurée après traversée d'un analyseur. Le calcul de $|\vec{E}_{ii-1}|^2$ et $|\vec{E}_{ii}|^2$ doit donc se faire en distinguant la polarisation S (ou TE) de la polarisation P (ou TM). On rappelle que les champs considérés sont tangentiels. On décompose ainsi le champ sur ses 2 modes de polarisation à l'aide du schéma de la Figure 3.1. Cette figure reprend le schéma de la Figure 1.3 en configuration 2D dans le plan $(\vec{\sigma}, \vec{z})$. Les vecteurs unitaires \vec{u} et \vec{w} sont définis comme :

$$\vec{u} = \frac{\vec{v}}{v} = (\cos \phi, \sin \phi) \quad \vec{w} = \left(\frac{1}{v}\right) \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial \phi}\right) = (-\sin \phi, \cos \phi) \quad (3.32)$$

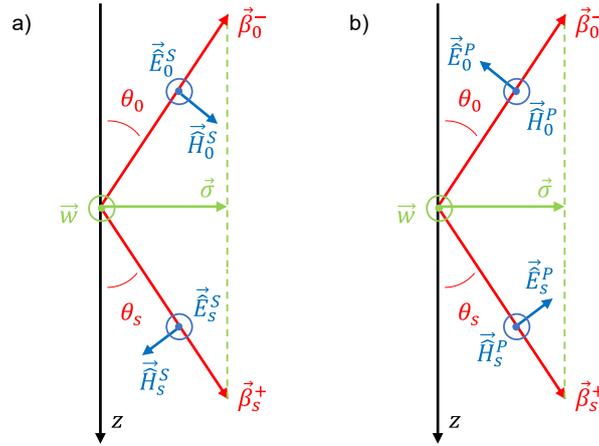


Figure 3.1 : Plan $(\vec{\sigma}, \vec{z})$ de la Figure 1.3 avec les angles normaux θ_0 et θ_s définissant, respectivement les vecteurs d'onde $\vec{\beta}_0^-$ du champ rétrograde dans le superstrat, et $\vec{\beta}_s^+$ du champ progressif dans le substrat.

La polarisation S est perpendiculaire à \vec{u} , tandis que l'onde P tangentielle est portée par \vec{u} . On obtient pour les champs se propageant vers le substrat :

$$\begin{aligned} \vec{E}_{ii}^S &= (-\hat{E}_{x,ii-1} \sin \phi + \hat{E}_{y,ii-1} \cos \phi) \vec{w} \\ \vec{E}_{ii}^P &= (\hat{E}_{x,ii-1} \cos \phi + \hat{E}_{y,ii-1} \sin \phi) \vec{u} \end{aligned} \quad (3.33)$$

Ce qui donne pour le module carré :

$$\begin{aligned}
|\vec{\hat{E}}_{ii}^S|^2 &= |\hat{E}_{x,ii-1}|^2 \sin^2 \phi + |\hat{E}_{y,ii-1}|^2 \cos^2 \phi - 2\Re\{\hat{E}_{x,ii-1}^* \hat{E}_{y,ii-1}\} \cos \phi \sin \phi \\
|\vec{\hat{E}}_{ii}^P|^2 &= |\hat{E}_{x,ii-1}|^2 \cos^2 \phi + |\hat{E}_{y,ii-1}|^2 \sin^2 \phi + 2\Re\{\hat{E}_{x,ii-1}^* \hat{E}_{y,ii-1}\} \cos \phi \sin \phi
\end{aligned} \tag{3.34}$$

Pour les champs se propageant vers le superstrat, il faut considérer $-\vec{u}$ à la place de \vec{u} , ce qui donne :

$$\begin{aligned}
\vec{\hat{E}}_{ii-1}^S &= (-\hat{E}_{x,ii-1} \sin \phi + \hat{E}_{y,ii-1} \cos \phi) \vec{v} \\
\vec{\hat{E}}_{ii-1}^P &= -(\hat{E}_{x,ii-1} \cos \phi + \hat{E}_{y,ii-1} \sin \phi) \vec{u}
\end{aligned} \tag{3.35}$$

Et donc :

$$\begin{aligned}
|\vec{\hat{E}}_{ii-1}^S|^2 &= |\hat{E}_{x,ii-1}|^2 \sin^2 \phi + |\hat{E}_{y,ii-1}|^2 \cos^2 \phi - 2\Re\{\hat{E}_{x,ii-1}^* \hat{E}_{y,ii-1}\} \cos \phi \sin \phi \\
|\vec{\hat{E}}_{ii-1}^P|^2 &= |\hat{E}_{x,ii-1}|^2 \cos^2 \phi + |\hat{E}_{y,ii-1}|^2 \sin^2 \phi + 2\Re\{\hat{E}_{x,ii-1}^* \hat{E}_{y,ii-1}\} \cos \phi \sin \phi
\end{aligned} \tag{3.36}$$

On notera ici que, contrairement à ce qui a été dit pour aboutir à la relation (3.26), la nature statistique des phases $(\psi_{x,j}, \psi_{y,j})$ responsables des champs $(\hat{E}_{x,j}, \hat{E}_{y,j})$ ne conduit pas à annuler les termes croisés du type $\hat{E}_{x,j} \hat{E}_{y,j}$ dans les relations (3.34) et (3.36). En effet, contrairement à (3.26), ces phases sont indicées au même entier j . Par ailleurs, même si les courants $\hat{J}_{u,j}$ sont indépendants sur chacun des axes $u \in \{x, y, z\}$, les champs intervenant dans (3.34) et (3.36) sont une combinaison linéaire de ces courants, ce qui fera apparaître des termes quadratiques sur le même axe et pour le même indice, de type $|\hat{J}_{u,j}|^2$.

Pour résumer, le module carré du champ électrique produit par la couche $n^{\circ}i$ sur son interface supérieure, noté $|\vec{\hat{E}}_{i,i-1}|^2$, se présente comme une combinaison linéaire de $|\hat{E}_{x,i,i-1}|^2$, $|\hat{E}_{y,i,i-1}|^2$ et $\Re\{\hat{E}_{x,ii-1} \hat{E}_{y,ii-1}^*\}$. D'après (3.27), ces dernières relations se présentent elles-mêmes comme une combinaison linéaire des produits hermitiens des solutions particulières $(\vec{\hat{E}}_i^g, \vec{\hat{H}}_i^g)$ aux interfaces $i-1$ et i . Enfin d'après (3.29) et (3.31), ces solutions particulières s'expriment comme un produit de convolution entre la fonction de Green et un terme source se présentant comme une combinaison linéaire des composantes des courants sur les axes. En conséquence, le flux de rayonnement produit par une couche $n^{\circ}i$ se présente comme une combinaison linéaire de flux élémentaires, notés $\Phi_{i,a,b}^{el}$, dont la densité spectrale peut s'écrire :

$$\forall a, b \in \{x, y, z\}, \quad \frac{\partial \Phi_{i,a,b}^{el}}{\partial f \partial \vec{v}}(\vec{v}) = \int_{z'} \int_{z''} L_i(\nu, z', z'') \hat{J}_{a,i}^*(\vec{v}, z') \hat{J}_{b,i}(\vec{v}, z'') dz'' dz' \tag{3.37}$$

Dans cette expression (3.37), le domaine d'intégration de z' et z'' est celui de la couche $n^{\circ}i$, soit $[z_{i-1}, z_i]$. Les termes de courant seront enfin donnés par le théorème de fluctuation-dissipation, ce qui fait l'objet de la section 3.2.2.4 suivante.

3.2.2.4 Utilisation de la nature stochastique des courants thermiques et du théorème de fluctuation-dissipation

Pour développer la relation (3.37) reprenons l'expression du courant thermique (3.20) que l'on écrit sous la forme synthétique suivante :

$$\forall a, b \in \{x, y, z\}, \hat{J}_{a,i}(\vec{v}, z) = |\hat{J}_{a,i}(\vec{v}, z)| e^{j\psi_{a,i}(\vec{v}, z)} \quad (3.38)$$

Les termes de phase étant indépendants et uniformément distribués, on peut écrire :

$$\frac{\partial \Phi_{i,a,b}^{el}}{\partial f \partial \vec{v}}(\vec{v}) = 0 \quad \text{si } a \neq b \quad (3.39)$$

de sorte qu'on ne considère plus que les cas où $a = b$. Notons que ce comportement est souvent introduit à priori dans l'expression du TFD à l'aide d'un symbole de Kronecker [16,29–31,70]. Introduisons maintenant les termes de phase dans (3.37):

$$\frac{\partial \Phi_{i,a}^{el}}{\partial f \partial \vec{v}}(\vec{v}) = \int_{z'} \int_{z''} L_i(v, z', z'') |\hat{J}_{a,i}(\vec{v}, z')| |\hat{J}_{a,i}(\vec{v}, z'')| e^{j(\psi_{a,i}(\vec{v}, z'') - \psi_{a,i}(\vec{v}, z'))} dz'' dz' \quad (3.40)$$

Contrairement aux cas précédents où les phases étaient indépendantes, il apparaît dans (3.40) une différence de phase de la même grandeur $\psi_{a,i}$ prise en 2 altitudes différentes. En conséquence, la quantité (3.40) ne s'intègre que sur le chemin défini par $z' = z''$ où les phases sont identiques, ce qui donne :

$$\frac{\partial \Phi_{i,a}^{el}}{\partial f \partial \vec{v}}(\vec{v}) = \int_{z'} L_i(v, z') |\hat{J}_{a,i}(\vec{v}, z')|^2 dz' \quad (3.41)$$

Ceci revient à dire que l'agitation thermique en une altitude est décorrélée de celle des autres altitudes. Ce comportement est lui aussi généralement introduit à priori dans l'expression du TFD à l'aide d'une distribution de Dirac sur la variable spatiale [16,29–31,70].

Pour aller plus loin, Il faut utiliser les expressions des courants thermiques qui sont données dans le premier plan de Fourier (équation (3.20)). On obtient, en utilisant la définition de la TF inverse :

$$\frac{\partial \Phi_{i,a}^{el}}{\partial f \partial \vec{v}}(\vec{v}) = \int_{z'} L_i(v, z') \int_{\vec{r}} \int_{\vec{r}'} \tilde{J}_{a,i}^*(\vec{r}, z') \tilde{J}_{a,i}(\vec{r}', z') e^{-j2\pi(\vec{r}-\vec{r}') \cdot \vec{v}} d\vec{r}' d\vec{r} dz' \quad (3.42)$$

Le même raisonnement que précédemment est utilisé, à savoir que l'on peut décrire la densité volumique de courant électrique dans le premier plan de Fourier à l'aide d'une phase supposée aléatoire, soit :

$$\tilde{J}_{a,i}(\vec{r}, z) = |\tilde{J}_{a,i}(\vec{r}, z)| e^{j\varphi_{a,i}(\vec{r}, z)} \quad (3.43)$$

On procède alors comme cela a été fait pour obtenir la relation (3.41). Les termes de phase apparaissant dans (3.42) sous la forme $e^{j(\varphi_{a,i}(\vec{r}',z')-\varphi_{a,i}(\vec{r},z'))}$, cette intégrale doit être réalisée sur le chemin $\vec{r} = \vec{r}'$, ce qui donne :

$$\frac{\partial \Phi_{i,a,a}^{el}}{\partial f \partial \vec{v}}(\vec{v}) = \int_{z'} L_i(v, z') \int_{\vec{r}} |\tilde{J}_a(\vec{r}, z')|^2 d\vec{r} dz' \quad (3.44)$$

Finalement, tenant compte du courant exprimé dans (3.20), la densité spectrale de flux élémentaire rayonné par le volume élémentaire δV s'écrit comme :

$$\frac{\partial \Phi_{i,a}^{el}}{\partial f \partial \vec{v}}(\vec{v}) = \frac{1}{\delta V} 4\pi f \tilde{\epsilon}_i''(f) \int_z L_i(v, z) \int_{\vec{r}} \Theta(2\pi f, T_i(\vec{r}, z)) d\vec{r} dz \quad (3.45)$$

Puis, le rayonnement de tout le volume de la couche s'écrit naturellement sous la forme :

$$\frac{\partial \Phi_{i,a}^{el}}{\partial f \partial \vec{v}}(\vec{v}) = 4\pi f \tilde{\epsilon}_i''(f) \int_z L_i(v, z) \int_{\vec{r}} \Theta(2\pi f, T_i(\vec{r}, z)) d\vec{r} dz \quad (3.46)$$

Enfin, du point de vue numérique on peut choisir un pas d'intégration Δz tel que la température ne varie pas dans l'intervalle Δz . Cela permet de simplifier l'expression (3.46) car l'intégrale sur z de la fonction L_i est réalisable de manière analytique. Elle revient en effet à intégrer la fonction de Green et sa dérivée. Finalement, l'expression (3.46) se réécrit pour une sous-couche comme le produit de 2 intégrales :

$$\frac{\partial \Phi_{i,a}^{el}}{\partial f \partial \vec{v}}(\vec{v}, z_i) = 4\pi f \tilde{\epsilon}_i''(f) \int_z L_i(v, z) dz \int_{\vec{r}} \Theta(2\pi f, T_i(\vec{r}, z_i)) d\vec{r} \quad (3.47)$$

où $z_i = i\Delta z$ désigne l'altitude de la i ème sous-couche d'épaisseur Δz .

3.2.2.5 Expression finale du flux de rayonnement thermique

La résolution complète du flux de rayonnement thermique en utilisant les résultats de la section 3.2.2.4 est détaillée dans l'ANNEXE F. En sommant sur le nombre p de sous-couches de l'empilement, la densité spectrale de flux par unité de fréquence spatiale et temporelle s'exprime dans les milieux extrêmes comme :

$$\begin{cases} \frac{\partial \Phi_0}{\partial f \partial \vec{v}} = 2 \sum_{i=1}^p 4\pi f \tilde{\epsilon}_i'' \Re\{\tilde{n}_0\} |C'_{0,i-1}|^2 \frac{\beta_i^0(v, f)}{4|\tilde{n}_i|^2 |\Delta Y_{i-1}|^2} \left\{ \int_{\vec{r}} \Theta(2\pi f, T_i(\vec{r}, z_i)) d\vec{r} \right\} \\ \frac{\partial \Phi_s}{\partial f \partial \vec{v}} = 2 \sum_{i=1}^p 4\pi f \tilde{\epsilon}_i'' \Re\{\tilde{n}_s\} |C_{i,p}|^2 \frac{\beta_i^s(v, f)}{4|\tilde{n}_i|^2 |\Delta Y_i|^2} \left\{ \int_{\vec{r}} \Theta(2\pi f, T_i(\vec{r}, z_i)) d\vec{r} \right\} \end{cases} \quad (3.48)$$

avec β_i^x une fonction dépendant de la polarisation et définie comme :

$$\beta_i^x(\nu, f) = \begin{cases} (|G_{1i}^x|^2 + |G_{2i}^x|^2) \frac{1 - e^{-2\delta_i''}}{2\alpha_i''} + 2\Re\{G_{1i}^x G_{2i}^{x*}\} \frac{\sin(\delta_i') e^{-\delta_i''}}{\alpha_i'} & \text{polarisation S} \\ (|G_{1i}^x|^2 + |G_{2i}^x|^2) \frac{1 - e^{-2\delta_i''}}{2\alpha_i''} \left(1 + \frac{\sigma^2}{|\alpha_i|^2}\right) & \\ + 2\Re\{G_{1i}^x G_{2i}^{x*}\} \frac{\sin(\delta_i') e^{-\delta_i''}}{\alpha_i'} \left(1 - \frac{\sigma^2}{|\alpha_i|^2}\right) & \text{polarisation P} \end{cases} \quad (3.49)$$

et :

$$\begin{cases} G_{1i}^0 = (\tilde{n}_i - Y_{i-1}') e^{-j\delta_i} \\ G_{2i}^0 = \tilde{n}_i + Y_{i-1}' \end{cases} \quad \text{et} \quad \begin{cases} G_{1i}^s = \tilde{n}_i - Y_i' \\ G_{2i}^s = (\tilde{n}_i + Y_i') e^{-j\delta_i} \end{cases} \quad (3.50)$$

On peut remarquer, tout d'abord, que les expressions (3.48) dépendent uniquement de la norme de la fréquence spatiale. Le rayonnement des filtres en couches minces est donc indépendant de l'angle polaire ϕ . Cela s'explique par caractère isotrope des matériaux utilisés et de l'invariance des structures considérées suivant les axes transverses (x, y) . En conclusion, si les structures multicouches planaires peuvent façonner leur rayonnement thermique en longueur d'onde et suivant l'angle normal θ (voir section 3.4), le rayonnement présentera toujours une symétrie de révolution suivant l'axe normal z .

Ces expressions ont l'avantage d'exprimer le flux de rayonnement en fonction des grandeurs optiques utilisées au Chapitre 1 à savoir les admittances complexes et les indices effectifs ; elles sont donc différentes des expressions données dans la littérature [71]. Par ailleurs, cela est cohérent avec le calcul de la température effectué, lui aussi, avec ces mêmes grandeurs, grâce à une analogie entre l'optique et la thermique (voir Chapitre 2). Rappelons enfin que ces expressions, associées à la connaissance de la variation temporelle du champ de température, permettent de déterminer le rayonnement thermique en fonction du temps (pour une échelle supérieure au temps de thermalisation).

3.2.2.6 Variables utilisées pour les calculs numériques

On définit ici les grandeurs qui seront calculées numériquement, et qui pourront être comparées à la littérature. Pour cela, les expressions (3.48) du flux de rayonnement peuvent s'exprimer sous la forme très générale suivante :

$$\frac{\partial \Phi}{\partial f \partial \bar{\nu}} = L(f, \nu) \quad (3.51)$$

Par analogie avec les microcavités optiques (voir Chapitre 1) et la diffusion lumineuse [2,22], il est d'usage de considérer la densité spectrale de flux par unité d'angle solide [16,72], dite aussi intensité électromagnétique. Pour cela, on réalise les changements de variable décrits dans la section 1.3.3. De plus, pour comparer avec la littérature, on effectue un troisième changement de variable permettant d'exprimer la densité de flux par longueur d'onde. Ce troisième changement de variable s'écrit :

$$\lambda = \frac{c}{f} \Rightarrow d\lambda = -\frac{c}{f^2} df \quad (3.52)$$

avec c la vitesse de la lumière dans le vide. Ainsi, on obtient :

$$\begin{cases} \frac{\partial \Phi_0}{\partial \lambda \partial \Omega_0} = L\left(\frac{c}{\lambda}, \frac{n_0 \sin \theta_0}{\lambda}\right) \left(\frac{k_0}{2\pi}\right)^2 \frac{c}{\lambda^2} \cos \theta_0 \\ \frac{\partial \Phi_s}{\partial \lambda \partial \Omega_s} = L\left(\frac{c}{\lambda}, \frac{n_s \sin \theta_s}{\lambda}\right) \left(\frac{k_s}{\lambda}\right)^2 \frac{c}{\lambda^2} \cos \theta_s \end{cases} \quad (3.53)$$

avec $d\Omega_0 = \sin \theta_0 d\theta_0 d\phi$ et $d\Omega_s = \sin \theta_s d\theta_s d\phi$ les angles solides élémentaires définis respectivement par les angles (θ_0, ϕ) du superstrat et (θ_s, ϕ) du substrat (voir Figure 1.3 et Figure 3.1) et $k_i = 2\pi n_i / \lambda$ le nombre d'onde. On notera l'intérêt de ces grandeurs qui, lorsqu'elles sont normalisées à la puissance du rayonnement excitateur, donnent accès à la valeur absolue du rayonnement.

Il est également d'usage de considérer l'intensité spectrale de rayonnement (radiative spectral intensity [16] ou luminance) grâce à la normalisation par une surface émissive élémentaire sur l'échantillon. Cette quantité, qui s'exprime en $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$, est définie comme :

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \lambda \partial \Omega \partial S} = I(\lambda, \theta, \phi) \cos \theta \quad (3.54)$$

Dans la mesure où la répartition spatiale de la température est prise en compte dans (3.48), il est nécessaire de dériver sous le signe intégrale, avec $dS = dx dy$, pour obtenir cette quantité dans les milieux extrêmes comme:

$$\begin{cases} I_0(\vec{r}, \lambda, \theta_0) = 2 \left(\frac{k_0}{2\pi}\right)^2 \frac{c}{\lambda^2} \sum_{i=1}^p 4\pi \frac{c}{\lambda} \tilde{\varepsilon}_i'' \Re\{\tilde{n}_0\} \frac{|C'_{0,i-1}|^2 \beta_i^0}{4|\tilde{n}_i|^2 |\Delta Y_{i-1}|^2} \Theta\left(\frac{2\pi c}{\lambda}, T_i(\vec{r}, z_i)\right) \\ I_s(\vec{r}, \lambda, \theta_s) = 2 \left(\frac{k_s}{\lambda}\right)^2 \frac{c}{\lambda^2} \sum_{i=1}^p 4\pi \frac{c}{\lambda} \tilde{\varepsilon}_i'' \Re\{\tilde{n}_s\} \frac{|C_{i,p}|^2 \beta_i^s}{4|\tilde{n}_i|^2 |\Delta Y_i|^2} \Theta\left(\frac{2\pi c}{\lambda}, T_i(\vec{r}, z_i)\right) \end{cases} \quad (3.55)$$

Pour rappel, les quantités (3.55) sont relatives à une surface élémentaire, ce qui nécessitera d'intégrer sur toute la surface du composant pour connaître son rayonnement. Pour éviter cette intégration, on peut aussi approximer (3.48) avec la propriété suivante :

$$\int_{\vec{r}} \Theta(2\pi f, T_i(\vec{r}, z_i)) d\vec{r} \approx S_i \bar{\Theta}(f, z_i) \quad (3.56)$$

où $\bar{\Theta}$ désigne la moyenne de Θ sur la surface S_i dont le support est donné par l'atténuation transverse de la température à $1/e^2$. Les largeurs (transverses) de diffusion thermique étant similaires dans l'empilement, on peut écrire $S_i \approx S$, ce qui permet de remplacer $\Theta_i(f, T_i(\vec{r}, z_i))$ par $\bar{\Theta}(f, z_i)$ dans (3.55).

Enfin, on peut chercher à obtenir pour chaque couche une grandeur indépendante de la température, en procédant à une normalisation par l'intensité spectrale du corps noir à la même température. Cette dernière est donnée par loi de Planck et vaut pour une émission dans le superstrat [16]. :

$$I_b(\lambda, T_i) = 2 \frac{k_0^2}{4\pi^2} \frac{c}{\lambda^2} \Theta\left(\frac{2\pi c}{\lambda}, T_i\right) = 2 \frac{n_0^2 hc^2}{\lambda^5 \left(e^{\frac{hc}{k_B \lambda T_i}} - 1\right)} \quad (3.57)$$

On obtient alors pour chaque couche l'émissivité :

$$\epsilon_i(\lambda, \theta_0) = 2 \frac{I_{0i}(\lambda, \theta_0, T_i)}{I_b(\lambda, T_i)} \quad (3.58)$$

Le facteur 2 dans l'équation (3.58) provient du fait que l'intensité du corps noir (3.57) correspond au rayonnement thermique total. Or l'intensité calculée I_{0i} dépend de la polarisation de l'onde émise. On doit donc considérer le rayonnement du corps noir sur un mode de polarisation [72].

Le corps noir est par définition un objet qui absorbe toute l'énergie apportée par son environnement et qui la réémet sous forme de rayonnement thermique. Il n'y a pas de pertes par réflexion, transmission ou diffraction. Le corps noir est donc l'objet qui, à une température donnée, produit le plus de rayonnement thermique. Ainsi l'émissivité d'un objet sera toujours comprise entre 0 et 1.

Enfin, rappelons que l'émissivité d'une couche pour un couple (λ, θ_0) est égale à son absorption lorsqu'elle est soumise à un éclairage dans les mêmes conditions (λ, θ_0) . Ce phénomène est bien connu sous le nom de Loi de Kirchhoff [16,31,72] et nous l'avons vérifié numériquement. Dans le cas où la température est sensiblement la même dans chaque couche, la quantité $\Theta\left(\frac{2\pi c}{\lambda}, T_i\right)$ est constante dans le volume de l'empilement, qui peut alors être caractérisé par une seule émissivité globale.

3.3 Etude de filtres en couches minces soumis à différents régimes d'éclairage

Dans cette partie, nous utilisons la modélisation développée en section 3.2 pour calculer le rayonnement thermique photo-induit d'un filtre interférentiel multicouche soumis à un éclairage optique. Pour cela nous avons besoin de connaître au préalable l'élévation de température $\Delta T(\vec{r}, z, t)$ due à cet éclairage. On s'appuie donc sur les résultats du Chapitre 2.

Nous considérerons tout d'abord le cas de faibles élévations de température dans les composants, ce qui correspond à un domaine d'application courant où les densités de puissance optique sont faibles, ainsi que les niveaux d'absorption. Dans ces conditions la

formule du filtre n'impacte quasiment pas la courbe du corps noir du rayonnement thermique. A l'inverse, on verra, dans une deuxième étape, que l'allure spectrale du rayonnement thermique peut être modifiée par la formule opto-géométrique du multicouche, dans le cas de fortes élévations de température.

3.3.1 Cas d'un miroir avec une faible élévation de température

On considère le miroir multi-diélectrique déjà étudié dans la section 2.4.1. Pour rappel, il est formé de 9 couches quart d'onde à 1064 nm suivant la formule $H(LH)^4$ et est déposé sur un substrat de verre supposé transparent. Les paramètres optiques et thermiques des matériaux sont donnés dans le Tableau 2.1. La modélisation présentée au Chapitre 2 a permis de déterminer l'élévation de température dans le miroir résultant d'une illumination optique extérieure dont les paramètres sont donnés dans le Tableau 2.2. Les cartes d'élévation de température sont données par la Figure 2.8 et la Figure 2.9.

Dans cette section, on considère un pulse d'une durée de 1 ns. L'énergie du pulse est augmentée d'un facteur 10 par rapport à celle de la Figure 2.8 et la Figure 2.9. Cela permet de mieux distinguer l'évolution temporelle du rayonnement. Notons que l'on ne prend pas en compte le processus d'endommagement laser qui peut apparaître du fait de la fluence de 100 J/cm^2 .

Sous ces conditions, l'élévation de température est décrite par la Figure 3.2 avec à gauche l'évolution temporelle à l'endroit où la température atteint son maximum, et à droite l'évolution spatiale à l'instant où la température est maximale.

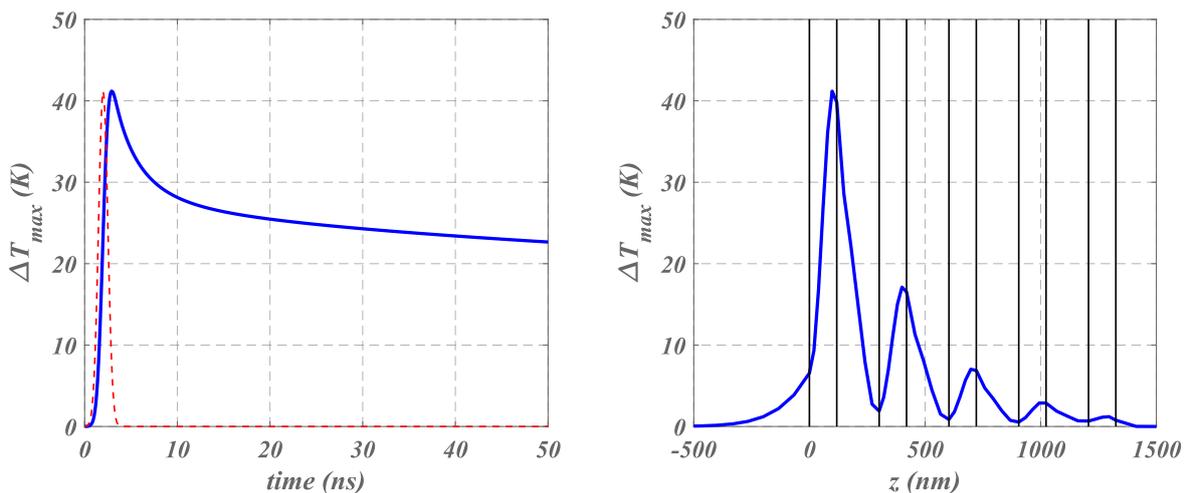


Figure 3.2 : courbes de l'évolution temporelle et spatiale de l'élévation de température dans un miroir multi-diélectrique soumis à une illumination optique pulsée.

L'intensité spectrale (en $\vec{r} = \vec{0}$) de rayonnement thermique est ensuite calculée à partir de ce champ de température, et en considérant une température ambiante de 20°C . Pour pouvoir appliquer l'équation (3.55) les couches ont été subdivisées en fines sous-couches

du fait des variations rapides de la température dans chaque couche du composant (voir Figure 3.2). La variation temporelle de l'intensité spectrale du rayonnement est présentée en Figure 3.3 a). Elle est calculée dans la direction $\theta_0 = 0^\circ$, à la longueur d'onde correspondant au maximum d'émission thermique ($\lambda = 7.7\mu\text{m}$). En Figure 3.3 b), on trace l'intensité spectrale en fonction de la longueur d'onde d'émission, toujours à $\theta_0 = 0^\circ$. En Figure 3.3 c), l'intensité spectrale est tracée en fonction de l'angle d'émission dans le superstrat à $\lambda = 7.7\mu\text{m}$. Sur ces deux derniers graphes (b et c), la courbe bleue représente l'intensité de rayonnement lorsque le composant est à température ambiante, symbolisé par un point bleu sur la courbe temporelle donnée en a), et la courbe rouge correspond au moment où l'intensité est maximale, symbolisé par un point rouge sur la courbe temporelle en a). On notera que pour ce calcul, la dispersion des indices optiques n'est pas prise en compte (malgré l'étendue spectrale), alors que ces matériaux diélectriques deviennent absorbants dans le moyen-infra-rouge MIR ; en conséquence les niveaux de rayonnement dans le MIR sont sous-estimés.

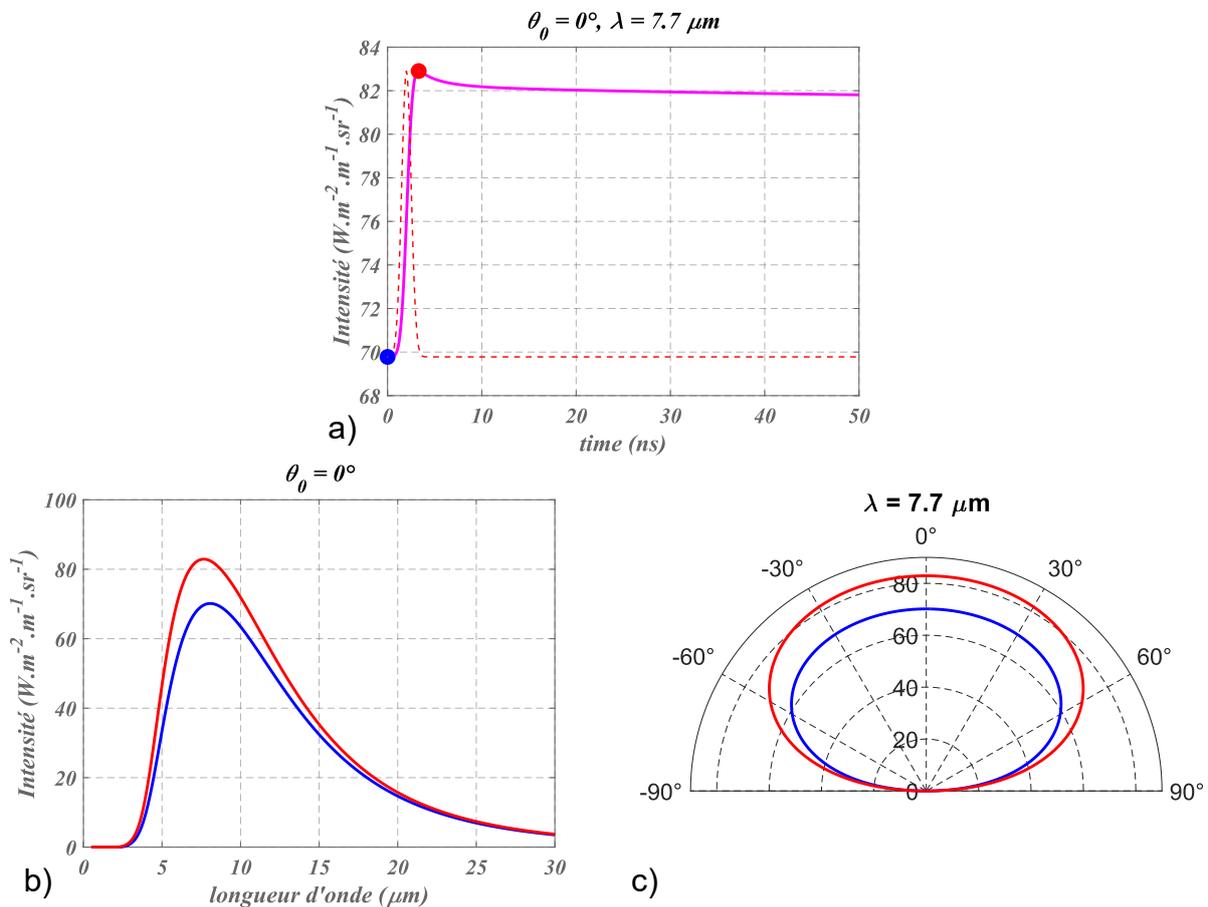


Figure 3.3 : Intensité spectrale de rayonnement thermique d'un miroir quart d'onde soumis à une pulse laser de 10 mJ et d'une durée de 1 ns. a) évolution temporelle à $\theta_0 = 0^\circ$ et $\lambda = 7.7 \mu\text{m}$. b) évolution spectrale à $\theta_0 = 0^\circ$. c) variations angulaires à $\lambda = 7.7 \mu\text{m}$. La courbe bleue (respectivement rouge) correspond à l'instant donné par un point bleu (respectivement rouge) sur la figure a).

Plusieurs constats peuvent être tirés de la Figure 3.3. Premièrement, les niveaux d'intensité spectrale sont faibles à cause de la faible absorption des matériaux

diélectriques qui induit une faible émissivité. Deuxièmement, hormis ce faible niveau d'intensité, les courbes spectrales et angulaires du rayonnement sont similaires à celles du corps noir. En effet, l'impact du filtre est attendu essentiellement au voisinage de sa longueur d'onde de centrage (1064nm) dans le proche infra-rouge (NIR), mais le rayonnement dans ce domaine spectral est très faible devant celui du moyen infra-rouge (MIR, 8 μm) en raison de la faible élévation de température. Rappelons à nouveau que la dispersion d'indice est ici négligée, en particulier celle de l'indice imaginaire qui devrait créer une absorption bien plus grande à 8 μm . La mesure de la dispersion d'indice complexe pour les diélectriques dans le MIR est un problème difficile.

Ainsi, pour observer l'impact de la formule du filtre sur le rayonnement du corps noir, il nous faut donc, soit utiliser un miroir centré autour de 8 μm , soit augmenter l'élévation de température pour décaler le rayonnement aux courtes longueurs d'onde (1064nm). C'est ce dernier cas qui est envisagé dans la section qui suit.

3.3.2 Cas d'un miroir avec une forte élévation de température

La fonction de filtrage devrait ainsi avoir un impact sur le rayonnement au fur et à mesure que la température augmente. Celle-ci étant proportionnelle à l'énergie du faisceau laser, nous allons donc reprendre la configuration de la partie 3.3.1 pour plusieurs énergies lasers différentes. Sur la Figure 3.4 on trace l'intensité spectrale de rayonnement thermique du miroir, avec une énergie de 50 mJ, 100 mJ, 150 mJ et 200 mJ correspondant à des élévations de température de 206K, 412K, 618K et 824K respectivement. La Figure 3.4 a) montre l'intensité en fonction de la longueur d'onde et la Figure 3.4 b) en fonction de l'angle d'émission. Les courbes sont normalisées par leur maximum. On ne considérera pas ici le processus d'endommagement électrique sous flux laser, dans la mesure où il s'agit simplement de vérifier l'impact de la structure multicouche sur le rayonnement.

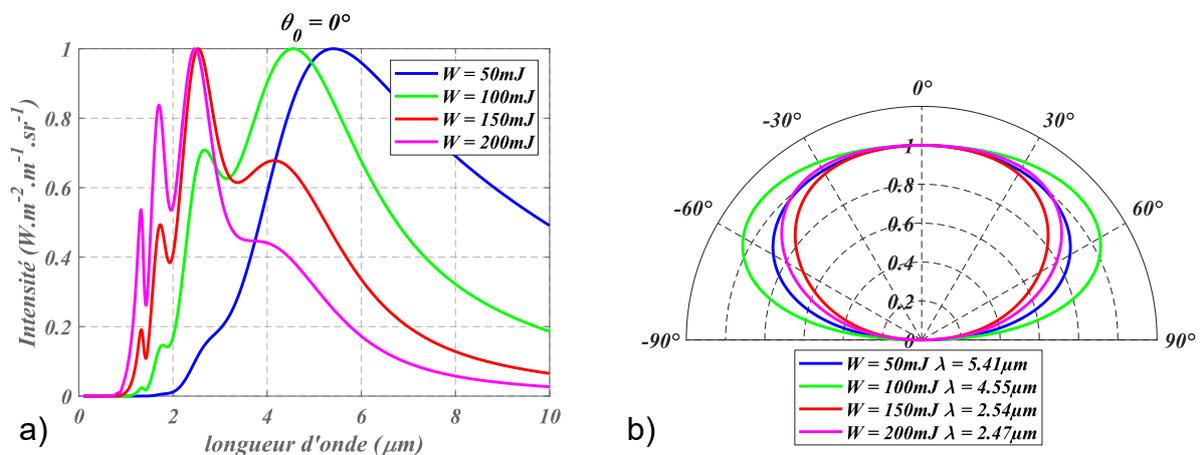


Figure 3.4 : Intensité de rayonnement thermique du miroir quart d'onde de la Figure 3.3 soumis à un laser ns pour différentes énergies. a) évolution spectrale à $\theta_0 = 0^\circ$. B) diagramme angulaire à la longueur d'onde où le rayonnement est maximal.

On constate comme attendu qu'avec ces plus fortes températures, le spectre du rayonnement se décale aux courtes longueurs d'onde (loi de Wien) et s'écarte nettement de la courbe d'émission du corps noir, à cause du filtrage interférentiel effectué par le multicouche au voisinage du NIR ; cela illustre ainsi l'impact de la formule du composant dans le processus de rayonnement thermique.

3.4 Façonnage du rayonnement thermique

On vient de voir que la fonction de filtrage d'un composant multicouche pouvait modifier notablement son rayonnement thermique, à condition que la longueur d'onde d'émission soit proche de la longueur d'onde de centrage du filtre. De façon plus générale, on comprend que tout filtre impactera notablement le rayonnement, du moins dans le domaine spectral où le rapport des épaisseurs à la longueur d'onde ne sera pas trop faible.

Dans cette partie on s'intéresse à la manière de concevoir des filtres capables de façonner plus précisément leur rayonnement thermique. Pour simplifier et comparer nos résultats avec la littérature, le cadre photo-induit n'est pas considéré dans cette partie et la température des composants sera supposée constante et égale à 300K. Cela permet de définir et d'étudier l'émissivité des composants conformément à la partie 3.2.2.6.

Tout d'abord, nous verrons dans la partie 3.4.1, comment confiner et exalter le rayonnement thermique dans une fenêtre spectrale étroite, à une ou plusieurs fréquences imposées. Puis, dans une deuxième partie, nous rappellerons les applications prometteuses du contrôle du rayonnement sur une large bande spectrale.

3.4.1 Confinement angulaire et spectral sur une faible bande passante

La volonté de structurer le rayonnement thermique a donné lieu à la conception et la fabrication de nombreuses structures dans la littérature, en lien avec des applications dans les domaines du spatial, de la défense et de l'énergie [31]. On peut citer par exemple des structures multicouches 2D [78], des réseaux [79], des méta-surfaces [80] ou encore des structures 1D comme des Fabry-Perot métalliques [72] et des cristaux photoniques recouverts de SiC [81] ou d'Ag [82]. Tous ces composants permettent de confiner spectralement ou angulairement leur rayonnement thermique avec plus ou moins d'efficacité.

Au Chapitre 1, nous avons montré comment une structure particulière contenant une couche ZAL (Zero Admittance Layer, [27]) permettait de générer une forte exaltation (ou inhibition) du rayonnement induit par un courant électrique positionné dans la structure (voir partie 1.4.4). Dans la mesure où les sources du rayonnement thermique sont également des courants électriques, la question se pose de savoir si les mêmes effets peuvent être obtenus pour façonner (confiner ou exalter) le rayonnement thermique dans certaines fenêtres.

Comme nous avons procédé à une approche par paquets d'ondes spatio-temporel en appui sur la méthode des admittances complexes, notre modélisation du rayonnement thermique s'apparente à celle des microcavités, à deux différences majeures près. D'une part, l'expression analytique des courants (déterministe pour les microcavités luminescentes, stochastique pour le rayonnement thermique) est très différente, et d'autre part les courants de rayonnement sont volumiques (en opposition à ceux des cavités surfaciques qui ont permis de tester les couches ZAL). Malgré ces différences, on constate que la différence d'admittance ΔY apparaît en relation (3.55), alors que l'on sait que ce sont les pôles de cette quantité qui pilotent le fonctionnement des couches ZAL (voir le Chapitre 1). Par ailleurs, on sait que les courants de volume peuvent être ramenés à des courants de surface [83]. Ces remarques indiquent que les mêmes effets doivent être obtenus pour confiner le rayonnement thermique, et c'est ce que nous vérifions ci-après.

On considère ainsi une structure ZAL constituée de l'association d'un miroir multi-diélectrique de 15 couches quart d'onde, centré à 1064nm, avec une couche ZAL. La formule de la structure en réflexion totale est la suivante : *Verre/L(HL)⁷/ZAL/Air*. Le matériau haut indice est du Nb₂O₅ et le matériau bas indice est du SiO₂. Les paramètres optiques sont donnés par le Tableau 2.1. La couche ZAL est composée de SiO₂ et est déterminée de manière à obtenir une exaltation du rayonnement thermique en polarisation S à $(\lambda^0, \theta_0^0) = (1064nm, 45^\circ)$, ce qui donne une épaisseur de 66.917nm (voir l'équation (1.45)).

On trace sur la Figure 3.5 le résultat obtenu en termes d'émissivité spectrale à température ambiante. On montre en Figure 3.5 a) l'émissivité en fonction de l'angle d'émission et en Figure 3.5 b) l'émissivité en fonction de la longueur d'onde. Comme attendu, le rayonnement thermique est très fortement confiné autour du couple (λ^0, θ_0^0) avec une émissivité proche de 1, malgré le faible indice imaginaire des couches ($n'' = 10^{-5}$), en raison de la grande exaltation du champ électrique produite par la couche ZAL (voir Chapitre 1). Plus précisément, la structure rayonne thermiquement pour tous les couples (λ, θ_0) de la ligne présente en Figure 3.5 c), ce qui est conforme au fonctionnement des microcavités (voir section 1.4.5). Ces courbes sont données pour un angle ϕ arbitraire. En effet, comme expliqué en section 3.2.2.5, la structure multicouche planaire ne permet pas de structurer le rayonnement suivant l'angle ϕ . Pour mieux le visualiser, on trace, sur la Figure 3.5 d), l'émissivité de la structure en 3D à λ^0 . On obtient une figure de cône renversé.

Pour permettre une comparaison avec les résultats de la littérature, la bande passante à la moitié du maximum d'émissivité est calculée en longueur d'onde $\Delta\lambda$ et en angle d'émission $\Delta\theta_0$. On trouve $\Delta\lambda = 0.057$ nm, ce qui donne un facteur de qualité (comme défini dans [31]) de $Q = \lambda^0/\Delta\lambda = 18601$. On a également $\Delta\theta_0 = 0.0017^\circ$, ce qui définit une cohérence spatiale de $L_c = \frac{1}{\Delta\theta_0} \lambda^0 = 625\lambda^0$. Le facteur de qualité et la longueur de cohérence sont ainsi bien supérieurs à ceux des structures décrites dans [31,79,81,82].

Dans [84], les auteurs ont réalisé une cavité résonante couplée avec une plus grande longueur de résonance mais un plus faible facteur de résonance.

Rappelons que ces résultats sont théoriques et que ces grandeurs devraient être réduites en pratique, selon la précision de fabrication du multicouche. Enfin, la structure de la Figure 3.5 rayonne dans le proche infrarouge mais peut être adaptée à de plus grandes longueurs d'onde en utilisant des matériaux caractéristiques du domaine de l'infrarouge MIR.

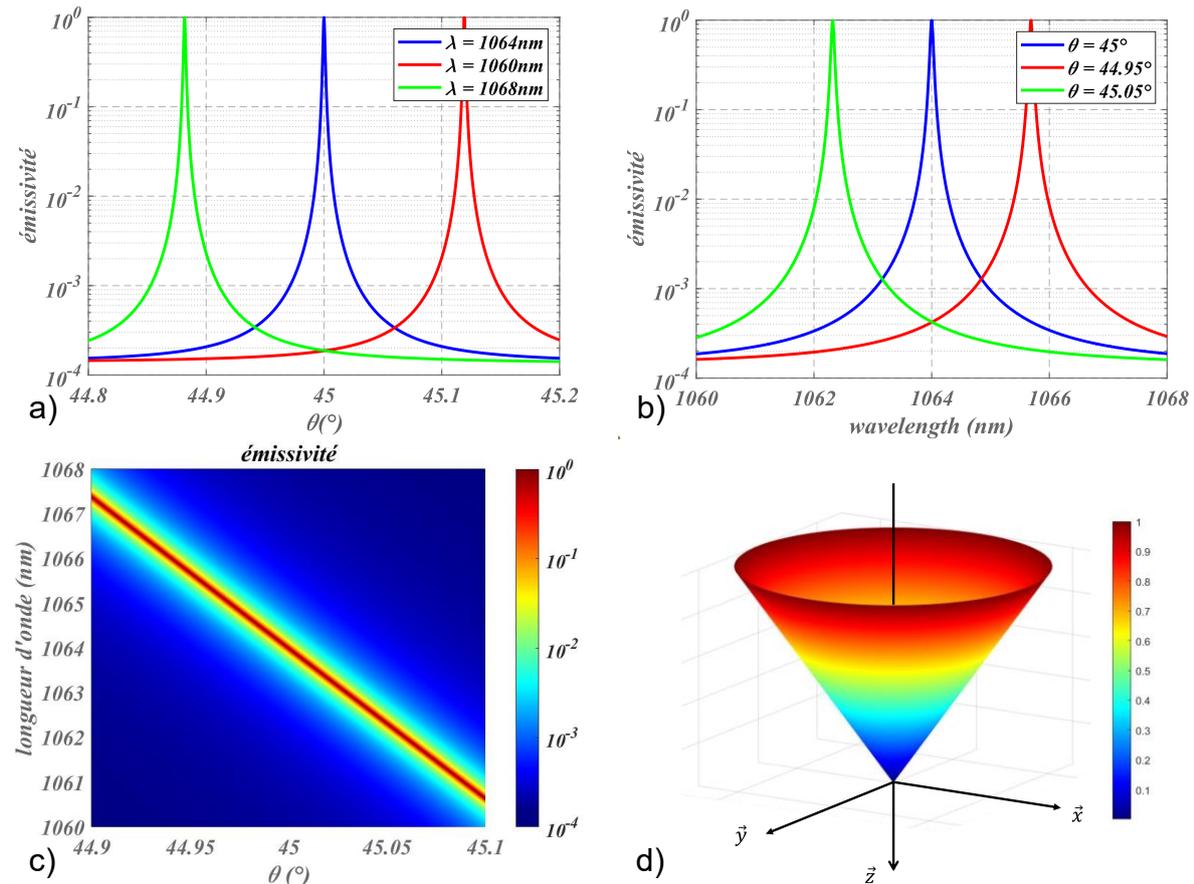


Figure 3.5 : émissivité spectrale d'une structure ZAL centrée à $(\lambda^0, \theta_0^0) = (1064\text{nm}, 45^\circ)$. Emissivité en fonction, a) de l'angle d'émission, b) de la longueur d'onde et c) des deux. d) diagramme de rayonnement dans l'espace (en terme d'émissivité).

On termine cette section en analysant les limites de cette technique ZAL pour le rayonnement, comme nous l'avons fait pour les microcavités. Ainsi, au Chapitre 1, nous avons vu qu'il existe un nombre de couches du miroir optimal pour lequel la puissance reçue par un capteur est maximale (voir Figure 1.24). Un phénomène similaire apparaît dans le cadre du rayonnement thermique. Pour le voir, on trace en Figure 3.6 a) l'évolution de l'émissivité spectrale à (λ^0, θ_0^0) en fonction du nombre de couches du miroir multi-diélectrique. La structure possédant l'émissivité maximale est celle (15 couches) présentée dans cette section.

On peut aussi se demander s'il est possible d'exalter le rayonnement thermique à plusieurs longueurs d'onde comme dans le cas des microcavités (voir Figure 1.23). Pour cela, on considère une structure double de la forme $QW_2/ZAL_2/QW_1/ZAL_1$ avec une ZAL_1 (respectivement ZAL_2) conçue pour générer une exaltation à $(1040\text{nm}, 45^\circ)$ (respectivement à $(1060\text{nm}, 45^\circ)$). On trace sur la Figure 3.6 b) l'émissivité de la structure à 45° . On remarque que si le pic d'émissivité est bien présent à 1060 nm , avec une valeur proche de 0.85 , l'émissivité n'est que de 0.2 à 1040 nm . Les particularités (stochastiques, volumiques) des courants thermiques ne permettent donc pas de générer avec autant d'efficacité des exaltations multiples du rayonnement thermique.

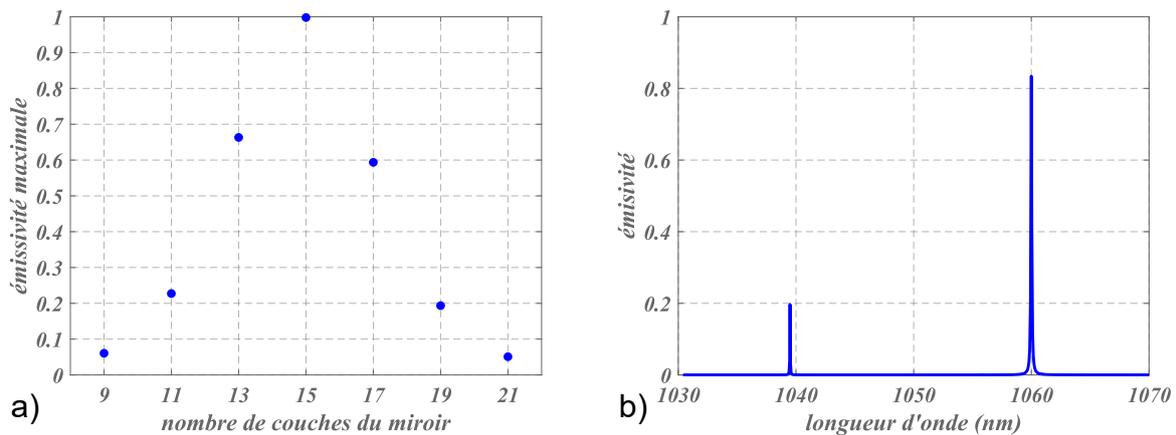


Figure 3.6 : Comparaison avec les travaux du Chapitre 1. a) évolution de l'émissivité maximale d'une structure ZAL en fonction du nombre de couches du miroir. b) émissivité d'une structure ZAL double conçue pour exalter le rayonnement thermique à 2 longueurs d'onde différentes.

En conclusion, on retiendra que les structures planaires à base de couches ZAL offrent une alternative intéressante pour le façonnage du rayonnement thermique dans des bandes angulaires ou spectrales étroites. Ce procédé trouve notamment des applications dans les processus d'étalonnage.

3.4.2 Intérêts du contrôle large bande

Cette dernière partie serait incomplète sans évoquer, au moins brièvement, le façonnage du rayonnement thermique sur une large bande spectrale. Ce dernier est en effet un domaine de recherche important dans la mesure où il pourrait permettre des avancées significatives dans le domaine des économies d'énergie.

En effet, la structuration de l'émissivité permet, par exemple, de créer des composants radiatifs passifs [85,86], dont la température se stabilise à une valeur plus faible que celle de son environnement (réduction de 5 à 7°C), en jouant sur la fenêtre spectrale de transparence de l'atmosphère [$8\text{-}13\mu\text{m}$]. Cela peut permettre d'améliorer le rendement des cellules solaires ou encore de créer des systèmes de refroidissement peu gourmands en énergie. Autre exemple, la fabrication d'absorbeurs solaires sélectifs [87–91] dont la température se stabilise à une valeur supérieure à celle d'un corps noir soumis au même

rayonnement. Là l'intérêt est de créer une source chaude permettant, par exemple d'améliorer l'efficacité d'un cycle de Carnot. Dans ces deux cas, c'est une exaltation du rayonnement thermique sur une large bande spectrale qui est recherchée.

A côté de différentes technologies utilisées comme des méta-surfaces, des polymères ou des cermets (nanoparticules métalliques dans une matrice céramique), les structures planaires multicouches ont montré leur capacité à réaliser ce façonnage spectral, notamment en combinant des couches métalliques et diélectriques [86,88–90]. Notre modélisation, couplée à l'expertise du laboratoire, pourrait permettre de proposer de nouvelles structures multicouches planaires.

3.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons vu comment le rayonnement thermique photo-induit des filtres optiques interférentiels pouvait être modélisé par une approche électromagnétique. Cela a permis de réaliser un exposé cohérent avec les précédents travaux réalisés au laboratoire sur les microcavités optiques et la diffusion volumique des filtres interférentiels. Ainsi le flux de rayonnement a pu être exprimé en fonction des grandeurs des précédents chapitres, en particulier l'indice effectif et l'admittance complexe.

Cette approche a permis de mettre en lumière le point suivant. Comme pour les microcavités, c'est la différence d'admittance qui pilote les phénomènes d'exaltation du rayonnement. Ainsi, les structures ZAL du Chapitre 1 peuvent être réutilisées pour obtenir une exaltation géante associée à un confinement spectral et angulaire du rayonnement thermique. Notons toutefois que le phénomène d'exaltation multiple s'avère moins efficace.

De façon plus générale, ces résultats ouvrent la voie au façonnage du rayonnement thermique par des structures planaires multicouches, pour des applications dans les domaines de l'énergie ou de la défense.

La modélisation du rayonnement thermique par des courants électriques permet aussi de s'intéresser à la partie du signal qui est transférée aux modes guidés. C'est tout l'objet du prochain chapitre.

Chapitre 4 Rayonnement thermique piégé

4.1 Introduction

Au Chapitre 3, nous avons modélisé le rayonnement thermique des structures multicouches, se propageant en espace libre c'est-à-dire dans le superstrat et le substrat. Pour cela, la grandeur adaptée est l'intensité spectrale de rayonnement [16], reliée au flux de rayonnement thermique traversant une surface normale à l'axe z du composant. C'est ce qui est généralement fait dans la littérature [16,31,70–72,79].

Le Chapitre 1 a montré que, dans le cadre d'une microcavité, une part non négligeable de la puissance fournie par le courant électrique peut être transférée aux modes guidés de la structure, et ainsi se propager parallèlement aux interfaces du composant. Cette composante, dite *piégée*, car restant à l'intérieur de la structure, peut même être supérieure à la puissance du rayonnement émergeant en espace libre (voir partie 1.5.3). Un phénomène similaire peut apparaître dans le cadre du rayonnement thermique du fait des similitudes avec le problème des microcavités luminescentes. Cependant, le flux de Poynting exprimé au Chapitre 3 est relatif à la normale au composant, et ne permet pas de prendre en compte cette partie piégée. La modélisation du rayonnement thermique réalisée jusqu'à présent ne permet donc de considérer que partiellement le bilan d'énergie global associé à l'absorption d'une illumination optique.

Précisons ici que l'objectif n'est pas d'étudier les ondes évanescentes du rayonnement au voisinage immédiat du composant [92,93], même si elles seront accessibles par notre modélisation. Il s'agit pour nous de quantifier l'énergie transportée par les modes guidés dans la structure multicouche.

Afin de prendre en compte le rayonnement thermique piégé, nous allons nous intéresser à la puissance fournie par les sources du rayonnement thermique. Comme montré au Chapitre 1, cette grandeur permet de distinguer la partie de la puissance transférée aux modes guidés, de celle se propageant en espace libre. Pour cela il faudra s'intéresser à la densité spectrale de puissance du rayonnement, et à sa distribution dans la fenêtre modale (voir Figure 1.12). C'est cette analyse que nous présentons ici, du point de vue analytique et numérique, et qui nous permet de quantifier le rayonnement transporté par chaque mode de la structure multicouche.

La modélisation est effectuée dans le cadre général photo-induit. Ainsi, à chaque instant on calcule la puissance fournie par les courants dont l'expression, en fonction de la forme spatio-temporelle de l'illumination incidente, a été donnée au Chapitre 3 (relation (3.20)). Cependant, par souci de simplicité, on se limitera dans ce chapitre à l'étude modale du rayonnement thermique dans un composant à température constante.

On peut également remarquer que cette modélisation est en appui sur un article récent [24] donnant la diffusion piégée dans les systèmes multicouches, résultant d'un couplage de la lumière incidente par les rugosités de chaque interface du filtre. Toutefois, dans ce cas, les rugosités sont modélisées à partir de courants de surface, contrairement aux courants thermiques qui sont volumiques.

Ce chapitre s'organise de la manière suivante. Dans la partie 4.2, on présente le calcul de la puissance fournie par les courants thermiques. On s'appuie pour cela sur les résultats des microcavités volumiques [25,26]. Comme d'habitude, les grandeurs d'intérêt sont exprimées analytiquement à l'aide des outils (admittances complexes et indices effectifs) couramment utilisés pour la synthèse des filtres en couches minces [2,3]. Enfin, l'étude numérique du rayonnement thermique piégé de composants multi-diélectriques à température constante est réalisée en section 4.3.

4.2 Calcul de la puissance fournie par les courants thermiques

L'objectif de cette partie est de calculer la puissance fournie par les sources de rayonnement thermique. Comme pour le calcul du flux de rayonnement, on considérera que les matériaux sont non magnétiques ($\mu'' = 0$), ce qui implique que les sources du rayonnement thermique sont des courants électriques, dont on a donné l'expression au Chapitre 3 (relation (3.20)).

4.2.1 Densité de puissance fournie par une distribution volumique de courant électrique

Comme expliqué en partie 3.2.2.1, du fait du temps de réponse des détecteurs optiques, les grandeurs polychromatiques intervenant dans le bilan d'énergie peuvent s'analyser comme une somme de grandeurs monochromatiques. Ainsi, l'analogie de (3.21) pour la densité volumique de puissance polychromatique est [2] :

$$\frac{dF}{dV} = -2 \int_{f=0}^{+\infty} \Re \left\{ \vec{j}^*(\vec{r}, z, f) \cdot \vec{E}(\vec{r}, z, f) \right\} df \quad (4.1)$$

où \vec{j} est le courant électrique générant le champ électromagnétique (\vec{E}, \vec{H}) , ces deux grandeurs étant exprimées dans le premier plan de Fourier (soit après la Transformée de Fourier (1.1)). La grandeur \vec{j}^* est le conjugué de \vec{j} . Comme précédemment, f est la fréquence temporelle et $\vec{\rho} = (\vec{r}, z)$ est la variable spatiale.

Pour aller plus loin, on décompose les champs et les courants en paquets d'ondes spatiaux. Ainsi, en utilisant la deuxième TF définie par la relation (1.2), on obtient, en termes de densité par unité de fréquence temporelle :

$$\frac{\partial F}{\partial f \partial V} = -2\Re \left\{ \int_{\vec{v}} \int_{\vec{v}'} \vec{j}^*(\vec{v}, z, f) \cdot \vec{E}(\vec{v}', z, f) e^{j2\pi(\vec{v}-\vec{v}') \cdot \vec{r}} d\vec{v}' d\vec{v} \right\} \quad (4.2)$$

L'intégration sur le volume du composant permet d'éliminer les battements de fréquences spatiales. Ainsi, on obtient :

$$\frac{dF}{df} = -2 \int_z \int_{\vec{v}} \Re \left\{ \vec{j}^*(\vec{v}, z, f) \cdot \vec{E}(\vec{v}, z, f) \right\} d\vec{v} dz \quad (4.3)$$

Puis en considérant les p couches du composant (Figure 1.4) :

$$\frac{dF}{df} = -2 \sum_{i=1}^p \int_{\vec{v}} \int_{z=z_{i-1}}^{z_i} \Re \left\{ \vec{j}_i^*(\vec{v}, z, f) \cdot \vec{E}_i(\vec{v}, z, f) \right\} dz d\vec{v} \quad (4.4)$$

Dans la relation (4.4), \vec{E}_i est le champ électrique rayonné par le courant thermique \vec{j}_i de la couche $n^{\circ}i$. On a donc considéré que les champs produits par des couches différentes n'interfèrent pas entre eux, ce qui est le cas supposé pour le rayonnement thermique (voir partie 3.2.2.1).

Comme pour le calcul du flux, il est nécessaire de prendre en compte la polarisation de l'onde émise pour pouvoir exprimer la densité de puissance à l'aide des outils (admittances complexes et indices effectifs) de la synthèse des filtres en couches minces. C'est l'objectif de la partie suivante.

4.2.2 Prise en compte de la polarisation

Dans ce chapitre, on considère uniquement la polarisation TE (S). Les calculs en polarisation TM (P) sont plus complexes en termes de développement analytique et nécessiteront des travaux futurs.

On considère le plan $(\vec{\sigma}, z)$ de la Figure 3.1. D'après la section 3.2.2.3, en polarisation TE, le champ électrique est porté par le vecteur $\vec{w} = -\sin \phi \vec{x} + \cos \phi \vec{y}$ où ϕ est l'angle définissant le vecteur $\vec{\sigma}$ (voir Figure 1.3). Ainsi, l'on peut écrire :

$$\vec{E}_i^S = (-\hat{E}_{x,i} \sin \phi + \hat{E}_{y,i} \cos \phi) \vec{w} \quad (4.5)$$

Le champ est proportionnel à sa source de courant. Ainsi, le courant produisant le champ en polarisation TE, est aussi porté par \vec{w} :

$$\vec{j}_i^S = (-\hat{J}_{x,i} \sin \phi + \hat{J}_{y,i} \cos \phi) \vec{w} \quad (4.6)$$

Donc, en polarisation TE, la densité de puissance s'écrit :

$$\frac{dF}{df} = -2 \sum_{i=1}^p \int_{\vec{v}} \int_{z=z_{i-1}}^{z_i} \Re \left\{ \hat{E}_{x,i}^* (\hat{E}_{x,i} \sin^2 \phi - \hat{E}_{y,i} \cos \phi \sin \phi) + \hat{J}_{y,i}^* (-\hat{E}_{x,i} \sin \phi \cos \phi + \hat{E}_{y,i} \cos^2 \phi) \right\} dz d\vec{v} \quad (4.7)$$

On notera que, du fait de la polarisation TE considérée dans ce chapitre, les champs sont tangentiels. Leurs composantes sur l'axe normal z sont donc nulles.

A ce stade, nous avons besoin de l'expression du champ électrique dans le volume des couches. Pour cela, on fait appel aux résultats de la diffusion volumique qui donnent le champ sur les interfaces supérieures et inférieures des couches (relation (3.27)) en fonction des solutions particulières $(\vec{E}_i^g, \vec{H}_i^g)$ du champ électromagnétique. En polarisation TE, une relation simple peut être trouvée entre la solution particulière du champ électrique et celle du champ magnétique, ce qui diminue le nombre de termes dans (3.27) et simplifie grandement le reste des calculs. Pour trouver cette relation, on peut remarquer que la solution particulière du champ électromagnétique satisfait les équations de Maxwell. On peut donc écrire, dans le premier plan de Fourier :

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{E}_i^g = j\omega\mu_i \vec{H}_i^g \quad (4.8)$$

La TF spatiale de (4.8) donne :

$$\vec{z} \wedge \frac{\partial \vec{E}_i^g}{\partial z} + j\vec{\sigma} \wedge \vec{E}_i^g = j\omega\mu_i \vec{H}_i^g \quad (4.9)$$

Puis, comme le champ est tangentiel (polarisation TE) :

$$\vec{z} \wedge \vec{H}_i^g = -\frac{1}{j\omega\mu_i} \frac{\partial \vec{E}_i^g}{\partial z} \quad (4.10)$$

La solution particulière s'exprime comme le produit de convolution de la fonction de Green G_i et du terme source électrique \vec{S}^{E_i} (relation (3.29)). Ainsi la dérivée de la solution particulière peut s'écrire :

$$\frac{\partial \vec{E}_i^g}{\partial z} = \frac{\partial G_i}{\partial z} *_z \vec{S}^{E_i} = j\alpha_i \left[(\text{sgn}(z)G_i) *_z \vec{S}^{E_i} \right] \quad (4.11)$$

Comme nous avons besoin de la solution particulière en z_{i-1} et z_i , on écrit :

$$\begin{cases} \frac{\partial \vec{E}_i^g}{\partial z}(z_{i-1}) = j\alpha_i \int_{z'=z_{i-1}}^{z_i} \text{sgn}(z_{i-1} - z') G_i(z_{i-1} - z') \vec{S}^{E_i}(z') dz' = -j\alpha_i \vec{E}_i^g(z_{i-1}) \\ \frac{\partial \vec{E}_i^g}{\partial z}(z_i) = j\alpha_i \int_{z'=z_{i-1}}^{z_i} \text{sgn}(z_i - z') G_i(z_i - z') \vec{S}^{E_i}(z') dz' = j\alpha_i \vec{E}_i^g(z_i) \end{cases} \quad (4.12)$$

On peut ensuite réécrire la relation (4.10) pour trouver les relations entre le champ magnétique et le champ électrique sur les interfaces supérieures et inférieures de la couche $n^{\circ}i$:

$$\begin{cases} \vec{z} \wedge \vec{H}_i^g(z_{i-1}) = \tilde{n}_i \vec{E}_i^g(z_{i-1}) \\ \vec{z} \wedge \vec{H}_i^g(z_i) = -\tilde{n}_i \vec{E}_i^g(z_i) \end{cases} \quad (4.13)$$

où on a utilisé l'indice effectif de la couche $n^{\circ}i$, qui vaut $\tilde{n}_i = \alpha_i / \omega \mu_i$ en polarisation TE [2].

Finalement, les relations (4.13) entre la solution particulière du champ électrique et celle du champ magnétique permettent de réécrire, l'expression (3.27) du champ électrique aux interfaces, de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \vec{E}_{ii-1} &= \frac{1}{\Delta Y_{i-1}} \left[G_{1i}^0 \vec{E}_i^g(z_i) + G_{2i}^0 \vec{E}_i^g(z_{i-1}) \right] \\ \vec{E}_{ii} &= \frac{1}{\Delta Y_i} \left[G_{1i}^s \vec{E}_i^g(z_i) + G_{2i}^s \vec{E}_i^g(z_{i-1}) \right] \end{aligned} \quad (4.14)$$

avec :

$$\begin{cases} G_{1i}^0 = F_{1i} - \tilde{n}_i F_{2i} = (\tilde{n}_i - Y_{i-1}) e^{-j\delta_i} \\ G_{2i}^0 = F_{3i} + \tilde{n}_i F_{4i} = \tilde{n}_i + Y_{i-1} \end{cases} \quad \text{et} \quad \begin{cases} G_{1i}^s = F_{5i} - \tilde{n}_i F_{6i} = \tilde{n}_i - Y_i' \\ G_{2i}^s = F_{7i} + \tilde{n}_i F_{8i} = (\tilde{n}_i + Y_i') e^{-j\delta_i} \end{cases} \quad (4.15)$$

A ce stade, nous ne pouvons pas utiliser directement l'équation (4.14) pour développer la densité de puissance. En effet, cette équation donne le champ produit par une densité de courant volumique sur les interfaces supérieures et inférieures d'une couche, ce qui est suffisant pour un calcul de flux, mais pas dans le cadre d'un calcul de la puissance où nous avons besoin du champ dans tout le volume de la couche. On va donc procéder à une approche légèrement différente en analysant la solution homogène et particulière du champ électromagnétique.

4.2.3 Contributions homogènes et particulières

Pour obtenir le champ dans tout le volume de la couche $n^{\circ}i$, on décompose le champ suivant ses solutions particulière et homogène. Ainsi, on écrit :

$$\vec{E}_i = \vec{E}_i^h + \vec{E}_i^g \quad (4.16)$$

On sait déjà que la solution particulière \vec{E}_i^g s'exprime à l'aide des équations (3.29) et (3.31). Quant à la solution homogène, elle s'exprime, en fonction de ses valeurs sur les interfaces inférieure ($z = z_i$) et supérieure ($z = z_{i-1}$) de la couche $n^{\circ}i$ d'épaisseur e_i , comme [2] :

$$\forall z \in [z_{i-1}, z_i], \quad \vec{E}_i^h(z) = \frac{1}{\sin \delta_i} \left[\vec{E}_i^h(z_i) \sin(\alpha_i(z - z_{i-1})) + \vec{E}_i^h(z_{i-1}) \sin(\alpha_i(z_i - z)) \right] \quad (4.17)$$

avec $\delta_i = \alpha_i e_i$. En introduisant les champs sur les interfaces supérieure et inférieure de la couche $n^o i$, dont les valeurs sont données par (4.14), on obtient une expression analytique de la solution homogène :

$$\begin{aligned} \vec{E}_i^h(z) = \frac{1}{\sin \delta_i} & \left[\left(\vec{E}_{ii} - \vec{E}_i^g(z_i) \right) \sin(\alpha_i(z - z_{i-1})) \right. \\ & \left. + \left(\vec{E}_{ii-1} - \vec{E}_i^g(z_{i-1}) \right) \sin(\alpha_i(z_i - z)) \right] \end{aligned} \quad (4.18)$$

On peut alors effectuer le produit scalaire du champ par le courant, comme indiqué dans (4.4). Compte tenu de (4.16), on décomposera, par la suite, la densité de puissance en une contribution homogène et une contribution particulière correspondant, respectivement, à la solution homogène et à la solution particulière du champ électrique, soit :

$$\begin{aligned} \frac{dF}{df} &= \frac{dF^h}{df} + \frac{dF^g}{df} \\ &= -2 \sum_{i=1}^p \int_{\vec{v}} \int_{z=z_{i-1}}^{z_i} \Re \left\{ \vec{J}_i^*(\vec{v}, z, f) \cdot \vec{E}_i^h(\vec{v}, z, f) \right\} dz d\vec{v} \\ &= -2 \sum_{i=1}^p \int_{\vec{v}} \int_{z=z_{i-1}}^{z_i} \Re \left\{ \vec{J}_i^*(\vec{v}, z, f) \cdot \vec{E}_i^g(\vec{v}, z, f) \right\} dz d\vec{v} \end{aligned} \quad (4.19)$$

4.2.3.1 Calcul de la contribution particulière

La relation (4.7) nous donne donc, pour la contribution particulière :

$$\begin{aligned} \frac{dF^g}{df} = -2 \sum_{i=1}^p \int_{\vec{v}} \int_{z=z_{i-1}}^{z_i} & \Re \left\{ \hat{J}_{x,i}^* (\hat{E}_{x,i}^g \sin^2 \phi - \hat{E}_{y,i}^g \cos \phi \sin \phi) \right. \\ & \left. + \hat{J}_{y,i}^* (-\hat{E}_{x,i}^g \sin \phi \cos \phi + \hat{E}_{y,i}^g \cos^2 \phi) \right\} dz d\vec{v} \end{aligned} \quad (4.20)$$

Rappelons que la solution particulière du champ peut s'écrire, conformément aux équations (3.29) et (3.31), comme (voir détails dans l'ANNEXE F) :

$$\begin{aligned} \forall a \in \{x, y\}, \forall z \in [z_{i-1}, z_i], \hat{E}_{a,i}^g(z) = -j\omega\mu_i \int_{z'=z_{i-1}}^{z_i} & G_i(z - z') [a_{ax} \hat{J}_{x,i}(z') \\ & + a_{ay} \hat{J}_{y,i}(z') + j\alpha_i \text{sgn}(z - z') a_{az} \hat{J}_{z,i}(z')] dz' \end{aligned} \quad (4.21)$$

avec :

$$\begin{pmatrix} a_{xx} & a_{xy} & a_{xz} \\ a_{yx} & a_{yy} & a_{yz} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\sigma_x^2}{k_i^2} & -\frac{\sigma_x \sigma_y}{k_i^2} & j \frac{\sigma_x}{k_i^2} \\ -\frac{\sigma_x \sigma_y}{k_i^2} & 1 - \frac{\sigma_y^2}{k_i^2} & j \frac{\sigma_y}{k_i^2} \end{pmatrix}; \quad G_i = \frac{1}{2j\alpha_i} e^{j\alpha_i |z|} \quad (4.22)$$

Dans la section 3.2.2.4, les propriétés statistiques des phases des courants ont permis d'établir le résultat suivant :

$$\forall a, b \in \{x, y, z\}, \int_{z'} \int_{z''} L_i(\nu, z', z'') \hat{f}_{a,i}^*(\vec{\nu}, z') \hat{f}_{b,i}(\vec{\nu}, z'') dz'' dz' = \begin{cases} 0 & \text{si } a \neq b \\ 4\pi f \tilde{\epsilon}_i''(f) \int_z L_i(\nu, z) dz \int_{\vec{r}} \Theta(2\pi f, T_i(\vec{r})) d\vec{r} & \text{sinon} \end{cases} \quad (4.23)$$

Pour obtenir (4.23), on a supposé que la température est homogène suivant l'altitude z dans la couche. Rappelons que cette hypothèse n'est pas contraignante car la couche peut être discrétisée en sous-couche. En combinant (4.23) avec l'expression (4.21) de la solution particulière, on peut développer la contribution particulière de la densité de puissance. On obtient ainsi :

$$\frac{dF^g}{df} = 2 \sum_{i=1}^p \int_{\vec{\nu}} \Re \left\{ j\omega\mu_i 4\pi f \tilde{\epsilon}_i'' \int_{\vec{r}} \Theta(2\pi f, T_i(\vec{r})) d\vec{r} \left[a_{xx} \sin^2 \phi - (a_{yx} + a_{xy}) \sin \phi \cos \phi + a_{yy} \cos^2 \phi \right] \int_{z=z_{i-1}}^{z_i} G_i(0) dz \right\} d\vec{\nu} \quad (4.24)$$

Or nous avons :

$$a_{xx} \sin^2 \phi - (a_{yx} + a_{xy}) \sin \phi \cos \phi + a_{yy} \cos^2 \phi = 1 \quad \text{et} \quad \int_{z=z_{i-1}}^{z_i} G_i(0) dz = \frac{e_i}{2j\alpha_i} \quad (4.25)$$

D'où, en introduisant l'indice effectif de la couche $n^{\circ}i$, qui vaut $\tilde{n}_i = \alpha_i/\omega\mu_i$ en polarisation TE [2]:

$$\frac{dF^g}{df} = 2 \sum_{i=1}^p \int_{\vec{\nu}} \Re \left\{ \frac{1}{\tilde{n}_i} \frac{e_i}{2} 4\pi f \tilde{\epsilon}_i'' \int_{\vec{r}} \Theta(2\pi f, T_i(\vec{r})) d\vec{r} \right\} d\vec{\nu} \quad (4.26)$$

On notera ici que cette composante particulière de la puissance ne dépend pas de la formule du filtre optique interférentiel, si ce n'est à travers la température qui peut suivre le champ optique stationnaire dans le cas d'impulsions courtes (voir Chapitre 2). Ce sera différent pour la composante homogène de la section suivante.

4.2.3.2 Calcul de la contribution homogène

De la même manière, la relation (4.7) nous donne, pour la composante homogène :

$$\frac{dF^h}{df} = -2 \sum_{i=1}^p \int_{\vec{\nu}} \int_{z=z_{i-1}}^{z_i} \Re \left\{ \hat{f}_{x,i}^* (\hat{E}_{x,i}^h \sin^2 \phi - \hat{E}_{y,i}^h \cos \phi \sin \phi) + \hat{f}_{y,i}^* (-\hat{E}_{x,i}^h \sin \phi \cos \phi + \hat{E}_{y,i}^h \cos^2 \phi) \right\} dz d\vec{\nu} \quad (4.27)$$

En utilisant les résultats de la diffusion volumique (relation (4.14)), la solution homogène du champ électrique (4.18) peut être développée comme :

$$\begin{aligned} \vec{E}_i^h(z) = & \frac{\sin(\alpha_i(z - z_{i-1}))}{\Delta Y_i \sin \delta_i} \left[(G_{1i}^s - \Delta Y_i) \vec{E}_i^g(z_i) + G_{2i}^s \vec{E}_i^g(z_{i-1}) \right] \\ & + \frac{\sin(\alpha_i(z_i - z))}{\Delta Y_{i-1} \sin \delta_i} \left[G_{1i}^0 \vec{E}_i^g(z_i) + (G_{2i}^0 - \Delta Y_{i-1}) \vec{E}_i^g(z_{i-1}) \right] \end{aligned} \quad (4.28)$$

Puis, en remarquant que l'on peut écrire, à l'aide de la relation (4.21),

$\forall a \in \{x, y\}$,

$$\begin{aligned} \hat{E}_{a,i}^g(z_{i-1}) = & -j\omega\mu_i \int_{z'=z_{i-1}}^{z_i} G_i(z_{i-1} - z') \left[a_{ax} \hat{J}_{x,i}(z') + a_{ay} \hat{J}_{y,i}(z') \right. \\ & \left. + j\alpha_i \operatorname{sgn}(z_{i-1} - z') a_{az} \hat{J}_{z,i}(z') \right] dz' \\ \hat{E}_{a,i}^g(z_i) = & -j\omega\mu_i \int_{z'=z_{i-1}}^{z_i} G_i(z_i - z') \left[a_{ax} \hat{J}_{x,i}(z') + a_{ay} \hat{J}_{y,i}(z') \right. \\ & \left. + j\alpha_i \operatorname{sgn}(z_i - z') a_{az} \hat{J}_{z,i}(z') \right] dz' \end{aligned} \quad (4.29)$$

on obtient, en utilisant les propriétés statistiques des phases des courants thermiques (relation (4.23)) :

$$\begin{aligned} \frac{dF^h}{df} = & 2 \sum_{i=1}^p \int_{\vec{v}} 4\pi f \tilde{\epsilon}_i'' \int_{\vec{r}} \Theta(2\pi f, T_i(\vec{r}, z_i)) d\vec{r} \\ & \Re \left\{ \frac{1}{2\tilde{n}_i \sin \delta_i} \left[\frac{1}{\Delta Y_i} (I_{2i}(G_{1i}^s - \Delta Y_i) + I_{1i}G_{2i}^s) + \frac{1}{\Delta Y_{i-1}} (I_{4i}G_{1i}^0 + I_{3i}(G_{2i}^0 - \Delta Y_{i-1})) \right] \right\} d\vec{v} \end{aligned} \quad (4.30)$$

avec :

$$\begin{cases} I_{1i} = \int_{z=z_{i-1}}^{z_i} \sin(\alpha_i(z - z_{i-1})) e^{j\alpha_i|z_{i-1}-z|} dz = \frac{1 + 2j\delta_i - e^{2j\delta_i}}{4\alpha_i} \\ I_{2i} = \int_{z=z_{i-1}}^{z_i} \sin(\alpha_i(z - z_{i-1})) e^{j\alpha_i|z_i-z|} dz = \frac{(1 - 2j\delta_i - e^{-2j\delta_i})e^{j\delta_i}}{4\alpha_i} \\ I_{3i} = \int_{z=z_{i-1}}^{z_i} \sin(\alpha_i(z_i - z)) e^{j\alpha_i|z_{i-1}-z|} dz = I_{2i} \\ I_{4i} = \int_{z=z_{i-1}}^{z_i} \sin(\alpha_i(z_i - z)) e^{j\alpha_i|z_i-z|} dz = I_{1i} \end{cases} \quad (4.31)$$

On notera cette fois, contrairement à la composante particulière donnée en(4.26), que l'expression (4.30) de la puissance fait intervenir un terme étroitement lié à la formule du multicouche, notamment à travers les admittances et leurs différences. Cette puissance homogène peut être fortement achromatique ou dispersive.

4.2.4 Expression finale de la densité de puissance

En appui sur la section 3.2.2.6, on considère l'équivalent de l'intensité spectrale de rayonnement thermique en normalisant la densité de puissance par la surface émissive. On obtient, en utilisant les relations (4.15), les expressions suivantes :

$$\begin{aligned} \frac{\partial F^h}{\partial f \partial \vec{v} \partial S} &= 2 \sum_{i=1}^p 4\pi f \tilde{\epsilon}_i'' \Re \left\{ \frac{1}{2\tilde{n}_i \sin \delta_i} \left[\frac{1}{\Delta Y_i} (I_{2i}(\tilde{n}_i - Y_i) + I_{1i}(\tilde{n}_i + Y_i') e^{-j\delta_i}) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{1}{\Delta Y_{i-1}} (I_{1i}(\tilde{n}_i - Y_{i-1}) e^{-j\delta_i} + I_{2i}(\tilde{n}_i + Y_{i-1}')) \right] \right\} \Theta(2\pi f, T_i(\vec{r}, z_i)) \quad (4.32) \\ \frac{\partial F^g}{\partial f \partial \vec{v} \partial S} &= 2 \sum_{i=1}^p 4\pi f \tilde{\epsilon}_i'' \Re \left\{ \frac{1}{\tilde{n}_i} \right\} \frac{e_i}{2} \Theta(2\pi f, T_i(\vec{r}, z_i)) \end{aligned}$$

avec $I_{1i} = (1 + 2j\delta_i - e^{2j\delta_i})/4\alpha_i$ et $I_{2i} = (1 - 2j\delta_i - e^{-2j\delta_i})e^{j\delta_i}/4\alpha_i$.

Comme pour le calcul du flux, un changement de variable classique donne la densité de puissance par unité de module de la fréquence spatiale $\nu = |\vec{v}|$ et d'angle polaire ϕ , soit :

$$\frac{\partial F}{\partial f \partial \nu \partial \phi \partial S} = \nu \frac{\partial F}{\partial f \partial \vec{v} \partial S} \quad (4.33)$$

C'est cette quantité qui sera calculée et tracée dans la section suivante. Plus précisément, on considérera la densité de puissance par unité de surface émissive.

4.3 Calculs numériques

4.3.1 Méthode

Rappelons que pour ce calcul numérique, on s'intéressera à une température constante et homogène dans le volume du composant. Elle sera prise égale à 20°C. En effet, c'est la quantité de lumière piégée qui nous intéresse, et non pas l'origine de la température ou sa variation dans le temps. Cela permettra d'étudier finement les modes du rayonnement thermique en fixant la longueur d'onde λ . On se ramène ainsi au cadre de la partie 1.5 ; la grandeur étudiée étant la densité de puissance sur l'axe du module $\nu^* = \nu\lambda$ des fréquences spatiales normalisées, dont on rappelle ici les trois fenêtres principales [2] (Figure 1.12) :

- La fenêtre de l'espace libre : elle correspond aux basses fréquences caractéristiques d'ondes planes émergeant dans le superstrat ($0 < \nu^* < n_0 = 1$) et dans le substrat ($0 < \nu^* < n_s = 1.52$).
- La fenêtre modale ($\max(n_0, n_s) < \nu^* < \max(n_i)$) où se trouvent les constantes caractéristiques des modes guidés quand elles existent et où $\max(n_i)$ est pris sur l'ensemble des indices des couches minces du multicouche.

- La fenêtre des ondes évanescentes ($\max(n_i) < \nu^* < +\infty$), qui ne transportent pas d'énergie dans les milieux extrêmes (superstrat et substrat) supposés transparents, mais peuvent contribuer au bilan des pertes si ces milieux sont dissipatifs.

Pour rappel, en l'absence d'absorption le flux et la puissance sont identiques en espace libre dans les milieux extrêmes ($0 < \nu^* < \max(n_0, n_s)$), ce que nous avons vérifié analytiquement et numériquement. C'est donc essentiellement la fenêtre modale qui nous intéresse ici, et qui contient les constantes modales. D'après [2] ces constantes sont les pôles du facteur de réflexion $r(\nu)$ de l'empilement multicouche, et peuvent donc s'obtenir à partir de l'équation $\frac{1}{r(\nu)} = 0$. Ces pôles sont également les pôles de la densité spectrale de puissance, en raison de la présence de la différence d'admittance au dénominateur de la relation(4.32) dont on a vu, au Chapitre 1, que les zéros sont identiques aux pôles de $r(\nu)$. En conséquence la densité spectrale présentera des maxima au voisinage des constantes modales, et c'est son intégrale dans chacun de ces voisinages qui donne l'énergie transférée à chaque mode guidé [24].

De façon plus générale, à une fréquence temporelle $f = c/\lambda$ l'énergie totale F_g transférée aux modes guidés est donnée par l'intégrale de la densité de puissance dans toute la fenêtre modale, soit :

$$\frac{\partial F_g}{\partial f \partial \phi}(f) = \int_{\max(n_0, n_s)/\lambda}^{\max(n_i)/\lambda} \frac{\partial F}{\partial f \partial \nu \partial \phi}(\nu, f) d\nu \quad (4.34)$$

Dans le cas de milieux parfaitement transparents, la densité de puissance possède des singularités car ses pôles sont réels ; dans ce cas une façon d'obtenir l'intégrale consiste à utiliser le théorème des résidus. Toutefois dans le cas du rayonnement thermique, les matériaux sont forcément dissipatifs puisque leur absorption est à la source du rayonnement. En conséquence les pôles de la densité sont complexes (non réels) et lui interdisent de diverger. Il n'y a donc pas de singularité et on peut procéder autrement qu'avec le théorème des résidus ; il suffit en effet d'intégrer la densité au voisinage de chaque pôle pour obtenir l'énergie transférée à ces pôles [24] :

$$\frac{\partial F_g}{\partial f \partial \phi}(f) = \sum_{m=1}^{m=q} \frac{\partial F_g^m}{\partial f \partial \phi}(f) = \sum_{m=1}^{m=q} \int_{(\nu_m - \Delta\nu_m/2)/\lambda}^{(\nu_m + \Delta\nu_m/2)/\lambda} \frac{\partial F}{\partial f \partial \nu \partial \phi}(\nu, f) d\nu \quad (4.35)$$

où q est le nombre de modes, ν_m la constante modale du m -ième mode, et $\Delta\nu_m$ la largeur de la résonance autour du pôle ν_m .

Par la suite, on va étudier la densité de puissance fournie par les sources du rayonnement thermique de deux composants classiques que sont un miroir multi-diélectrique et un Fabry-Perot. On déterminera ainsi les modes du rayonnement thermique et on quantifiera la part d'énergie qui est transférée aux modes guidés.

4.3.2 Etude d'un miroir multi-diélectrique

On considère un miroir multi-diélectrique de 9 couches, quart d'onde centré à $\lambda_0 = 1064$ nm, de formule $H(LH)^4$ et déposé sur un substrat de verre (BK7) supposé non absorbant. Le matériau haut indice est du Nb_2O_5 et le matériau bas indice est du SiO_2 . Les propriétés optiques des différents matériaux utilisés sont résumées dans le Tableau 2.1. Le composant est supposé à température constante (20°C).

Les résultats sont donnés en Figure 4.1 pour la longueur d'onde λ_0 de centrage du filtre. On note tout d'abord les faibles valeurs de la densité spectrale de puissance en ordonnées, dues aux faibles valeurs des indices imaginaires. Cette densité est tracée en bleu sur la figure. Dans la fenêtre de l'espace libre ($0 < \nu^* < 1.5$), nous avons également tracé les densités de flux en réflexion (courbe rouge, $0 < \nu^* < 1.$) et en transmission (courbe verte pointillés, $0 < \nu^* < 1.52$). La somme de ces 2 densités de flux est légèrement inférieure à la densité de puissance, la faible différence étant due à la faible absorption obtenue avec $n_H'' = n_L'' = 10^{-5}$. Aux plus hautes fréquences ($1.5 < \nu^*$), on retrouve le poids de la dissipation provoquée par les ondes évanescentes.

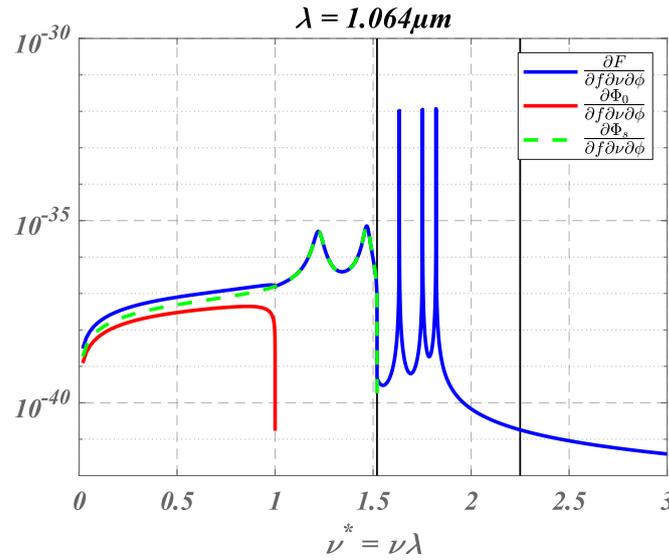


Figure 4.1: densité spectrale de puissance fournie par les courants thermiques à λ_0 pour un miroir multi-diélectrique de 9 couches en polarisation TE (voir texte). L'abscisse est la fréquence spatiale normalisée donnée par $\nu^* = \nu \lambda_0$.

Dans la fenêtre modale apparaissent 3 pics pour cette polarisation S ou TE, qui sont liés aux 3 modes de la structure multicouche à $\nu_{m1}^* = 1.6338$, $\nu_{m2}^* = 1.7523$ et $\nu_{m3}^* = 1.8209$. Ces pics ne sont pas des singularités puisque les pôles sont complexes grâce à la valeur non nulle de l'indice imaginaire. Comme annoncé en section 4.3.1, on peut donc intégrer la densité de puissance au voisinage de chacun de ces pôles pour obtenir l'énergie transférée à chaque mode avant atténuation. Les résultats sont donnés dans le Tableau 4.1. Dans ce tableau, les valeurs des intégrales pour chaque mode sont divisées par l'intégrale en espace libre, ce qui donne le poids relatif des flux guidés par rapport aux flux

émergeant en espace libre. La somme normalisée des flux guidés par tous les modes est également donnée. Enfin, précisons que, dans le Tableau 4.1, le mode TE₀ correspond à la fréquence spatiale ν_{m3} , le mode TE₁ à ν_{m2} et mode TE₂ à ν_{m1} .

Tableau 4.1 : puissance du rayonnement thermique transféré à λ_0 à chaque mode, normalisé à la puissance du rayonnement thermique se propageant dans le superstrat et le substrat. Cas du miroir 9 couches.

	TE ₀	TE ₁	TE ₂	Total
Puissance	0.4677	0.4348	0.3998	1.3024

On constate que l'énergie transférée aux modes guidés est 1.3 fois plus importante que celle transférée aux ondes se propageant en espace libre. Une partie importante et non négligeable du rayonnement thermique reste donc piégée à l'intérieur de la structure, ce qui justifie les travaux de ce dernier chapitre.

Jusqu'à présent on s'est intéressé aux modes qui peuvent se propager à la longueur d'onde de centrage du miroir ($\lambda = 1064 \text{ nm}$). En raison de sa température faible (20°C), le rayonnement thermique est très faible à cette longueur d'onde. On va maintenant analyser le rayonnement piégé à la longueur d'onde de 8 μm où la puissance du signal est maximale (voir Figure 3.3). Pour cela, on trace sur la Figure 4.2 la densité spectrale de puissance pour une longueur d'onde de 8 μm . On remarque la présence d'un mode à une fréquence de $\nu_m^* = 1.5356$ avec une puissance qui équivaut à 73,15% de la puissance rayonnée en espace libre.

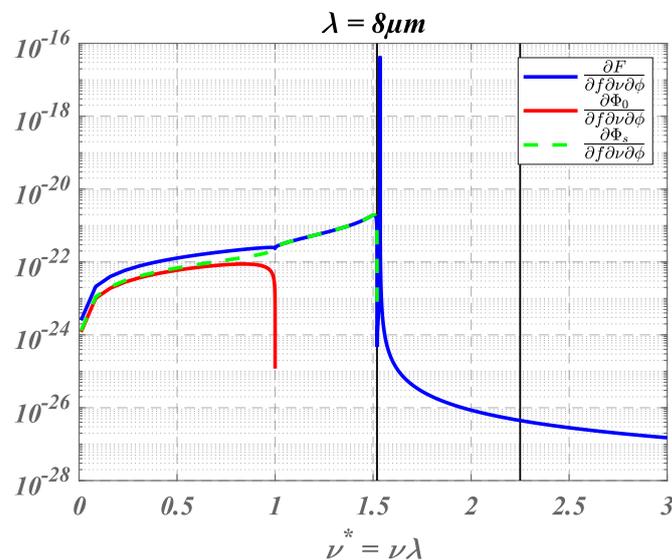


Figure 4.2 : même courbe que celle de la Figure 4.1 à $\lambda = 8 \mu\text{m}$.

La présence de ce mode à 8 μm s'explique en revenant aux résultats du premier chapitre concernant la couche MZAL. Pour pouvoir guider un mode à une fréquence fixée de la fenêtre modale, une couche diélectrique doit avoir une épaisseur minimale donnée par la relation (1.62). L'expression de cette épaisseur est proportionnelle à la longueur d'onde considérée, si l'on néglige la dispersion des indices optiques. Pour obtenir un mode

à $1.6/\lambda$ avec $\lambda = 532$ nm nous avons trouvé une épaisseur de 52 nm (voir partie 1.5.3). Pour obtenir un mode à $1.6/\lambda$ avec $\lambda = 8$ μm , il faut donc une épaisseur de 782 nm ce qui est inférieur à l'épaisseur totale du miroir qui est de 1325 nm. Le miroir considéré dans cette partie peut ainsi théoriquement guider un mode du champ. Remarquons par ailleurs que la propagation d'un mode du rayonnement thermique à une fréquence arbitraire peut être obtenu avec les structures MZAL du Chapitre 1.

Précisons cependant que la dispersion des indices optiques n'a pas été prise en compte dans cette étude. En fait les matériaux utilisés sont absorbants dans le moyen infra-rouge MIR, où l'on fait plutôt appel à des matériaux du type (Ge, ZnS, ZnSe, etc...). La dispersion de l'indice complexe va en conséquence modifier l'analyse modale, en termes de constante de propagation et d'atténuation à la propagation.

4.3.3 Etude d'un filtre Fabry-Perot

Les mêmes calculs sont opérés pour un filtre Fabry-Perot multi-diélectrique, composé des mêmes matériaux, de formule $H(LH)^26L(HL)^2H$, et déposé sur le même substrat. Pour la longueur d'onde de centrage du filtre ($\lambda = 1064$ nm), on obtient les résultats de la Figure 4.3 et ceux donnés dans le Tableau 4.2. Pour ce composant, 4 modes sont présents dans la fenêtre modale à $\nu_{m1}^* = 1.6209$, $\nu_{m2}^* = 1.6724$, $\nu_{m3}^* = 1.7878$ et $\nu_{m4}^* = 1.8022$.

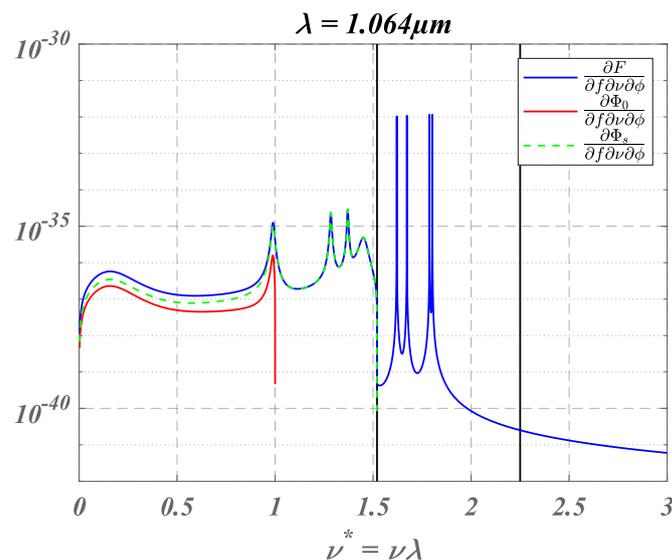


Figure 4.3 : densité spectrale de puissance fournie par les courants thermiques à λ_0 pour un Fabry-Perot en polarisation TE (voir texte). L'abscisse est la fréquence spatiale normalisée donnée par $\nu^* = \nu\lambda_0$.

Tableau 4.2 : puissance du rayonnement thermique transféré à λ_0 à chaque mode, normalisé à la puissance du rayonnement thermique se propageant dans le superstrat et le substrat. Cas du Fabry-Perot.

TE ₀	TE ₁	TE ₂	TE ₃	Total
0.2302	0.2418	0.2031	0.2287	0.9038

Comme pour le miroir, on trace ensuite en Figure 4.4 les résultats obtenus à la longueur d'onde du maximum d'émission thermique à $\lambda = 8 \mu\text{m}$. Un mode est présent à une fréquence de $\nu_m^* = 1.5458$ avec une puissance équivalente à 64% de la puissance rayonnée en espace libre. La courbe est ainsi similaire à celle obtenue pour le miroir (Figure 4.2). En effet à cette longueur d'onde la formule du filtre impacte moins la structuration du rayonnement thermique.

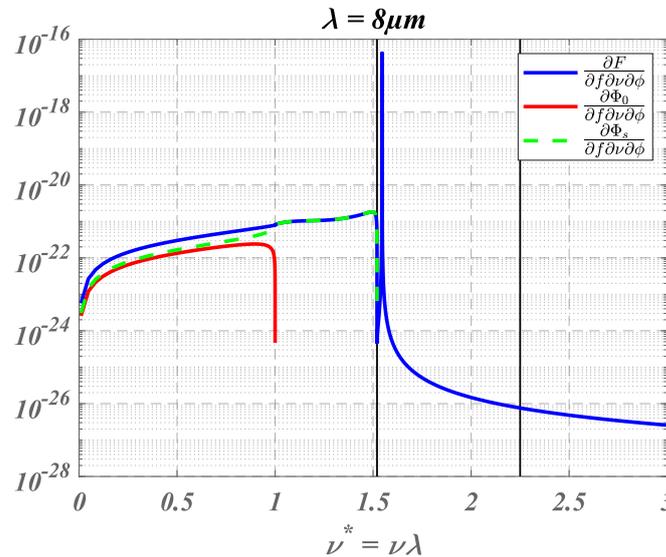


Figure 4.4 : même courbe que celle de la Figure 4.3 pour $\lambda = 8 \mu\text{m}$

On arrive donc à la même conclusion que dans le cadre du miroir multi-diélectrique ; une part importante de la puissance du rayonnement thermique reste piégée dans la structure et se propage sous forme de modes guidés.

4.4 Conclusion

Après avoir, au Chapitre 3, modélisé le rayonnement thermique photo-induit se propageant en espace libre (superstrat et substrat), nous nous sommes intéressés au rayonnement thermique piégé qui constitue une part importante de la puissance totale fournie par les sources thermiques. On parle ici de la puissance qui est transférée aux modes guidés de la structure multicouche et peut ainsi se propager parallèlement aux interfaces.

Pour ce faire, un calcul de la puissance totale fournie par les courants thermiques a été effectué. Cette puissance s'exprime à l'aide des indices effectifs et des admittances complexes du multicouche. Son étude modale permet de quantifier la partie piégée par rapport à celle rayonnée en espace libre. Une étude numérique du rayonnement thermique piégé de composants à température constante a été réalisée. On retrouve le résultat obtenu dans le cadre des microcavités optiques au Chapitre 1 et dans le cadre de la diffusion piégée [24] à savoir que, la puissance transmise aux modes guidés peut être supérieure à celle émise dans les milieux extrêmes.

Pour aller plus loin, il pourra être intéressant, pour quantifier au mieux les bilans d'énergie, d'étudier le cadre photo-induit. Pour cela, il faut refaire l'étude réalisée en partie 4.3 avec une variation spatio-temporelle de la température. Notons que cette étude nécessite d'analyser l'évolution temporelle de l'énergie transmise aux modes et ce, pour chaque longueur d'onde, ce qui n'est pas immédiat. Ensuite, les structures MZAL du Chapitre 1 pourraient être réutilisées pour exalter le rayonnement thermique piégé, en raison du fort lien existant entre les microcavités optiques et la modélisation du rayonnement thermique.

Cette modélisation peut trouver des applications dans le cadre des optiques de précision où la caractérisation fine des bilans d'énergie optique et thermique est nécessaire.

Conclusion

En démarrant ce travail de doctorat, nous disposions de très peu d'expertise sur la modélisation électromagnétique du rayonnement thermique, qui ne constituait pas un axe de recherche à l'Institut Fresnel. Il nous semblait malgré tout que cette activité viendrait compléter et enrichir à bon escient le panel d'activités de l'Institut et celui de la société CILAS, à condition qu'il soit opéré dans le prolongement des activités déjà ancrées (notamment la diffusion lumineuse et les couches minces optiques). Nous pensons avoir activement contribué à atteindre cet objectif. Cette opération de recherche trouve aujourd'hui plusieurs applications soutenues par des acteurs du spatial, de l'optique de précision et de l'industrie automobile. Nous espérons également que ces travaux puissent ouvrir vers le secteur de la santé et de l'environnement.

Le fil directeur des travaux a été de proposer un exposé des phénomènes thermiques photo-induits qui soit cohérent avec la modélisation électromagnétique des filtres interférentiels, qui est l'un des sujets centraux de l'équipe CONCEPT à l'Institut Fresnel. Ainsi, on s'est inspiré tout au long de cette thèse sur les travaux réalisés dans le domaine des microcavités optiques et de la diffusion de la lumière par les filtres multicouches, ainsi que sur les analogies entre la propagation optique et la diffusion de la chaleur. Cette façon de procéder avait pour but de permettre l'extension, au contrôle du rayonnement thermique, des outils de synthèse déjà mis en œuvre pour le contrôle optique cohérent (réflexion, transmission, diffraction ou diffusion lumineuse). Les difficultés théoriques ont été nombreuses, mais nous avons eu la chance de toujours pouvoir les résoudre, en appui sur la bibliographie et les nombreux brainstorming internes à l'équipe.

Dans le cadre de la température photo-induite, un modèle analytique a ainsi été développé permettant d'étudier avec précision l'impact des différents paramètres d'entrées (propriétés du filtre et du laser). La société CILAS et l'Institut disposent aujourd'hui d'un code de calcul utilisable dans de nombreuses configurations, et qui devrait être très utile à l'optimisation ou l'analyse de systèmes optiques de précision. Cette approche a aussi pu être utilisée pour proposer une explication du phénomène d'auto-organisation de nanoparticules métalliques soumis à des pulses lasers ultra-courts, qui a été mis en évidence et exploité au laboratoire Hubert Curien.

Dans le cadre du rayonnement thermique, la modélisation électromagnétique a montré que la différence d'admittance était le paramètre clé qui régissait la répartition spatiale ou spectrale du rayonnement. Nous avons également montré comment les pôles de la structure multicouche pilotaient les phénomènes d'exaltation du rayonnement thermique. En conséquence les structures ZAL développées pour obtenir des exaltations optiques géantes ont pu être revisitées pour proposer des composants permettant un confinement angulaire et spectral de leur propre rayonnement thermique, avec une

émissivité proche de 1 dans ces fenêtres fréquentielles. Une alternative aux capteurs fonctionnant en espace libre a également pu être proposée et fait l'objet d'une proposition ANR. Au cours de la modélisation, une attention particulière a été portée pour que les courants thermiques (stochastiques) soient abordés et traités de la même façon que les courants déterministes.

Enfin, grâce à cette approche en lien avec celles des microcavités et de la diffusion lumineuse, nous avons pu modéliser et quantifier la partie du rayonnement thermique qui est directement transférée aux modes guidés de la structure. Ce rayonnement piégé s'avère être du même ordre de grandeur que celui émergeant en espace libre en dehors de la structure. Ce résultat prolonge ainsi les travaux publiés par d'autres équipes sur la partie évanescente (mais non modale) du rayonnement.

Nous pensons que les perspectives offertes par ces travaux sont nombreuses ; elles concernent notamment le façonnage du rayonnement thermique pour des applications dans le domaine de l'énergie et de la défense. Comme déjà signalé, d'autres applications sont en cours dans le domaine du spatial et de l'industrie automobile.

Pour conclure, ce travail de doctorat est essentiellement théorique et devra être enrichi par des résultats expérimentaux. C'est pourquoi un banc de mesure du rayonnement thermique photo-induit a été conçu au cours de la thèse. La modélisation a permis de dimensionner la source laser et le système de détection pour obtenir des signaux mesurables. Le matériel a été approvisionné et les premières mesures sont en cours. La suite du travail est assurée par l'accueil d'un nouveau doctorant CIFRE qui consacrera ses premiers efforts à l'optimisation du banc et à la résolution de problèmes inverses (analyse, à partir du rayonnement, des indices imaginaires et des paramètres thermiques des matériaux en couches minces), avant de se consacrer plus avant au façonnage du rayonnement.

Bibliographie

1. H. A. Macleod, *Thin-Film Optical Filters*, 4th ed, Series in Optics and Optoelectronics (CRC Press/Taylor & Francis, 2010).
2. C. Amra, M. Lequime, and M. Zerrad, *Electromagnetic Optics of Thin-Film Coatings: Light Scattering, Giant Field Enhancement, and Planar Microcavities* (Cambridge University Press, 2021).
3. M. Lequime and C. Amra, *De l'optique électromagnétique à l'interférométrie: Concepts et illustrations* (EDP sciences, 2013).
4. M. Mansuripur, G. A. N. Connell, and J. W. Goodman, "Laser-induced local heating of multilayers," *Appl. Opt.* **21**, 1106–1114 (1982).
5. H. Hu, Z. Fan, and F. Luo, "Laser-induced damage of a 1064-nm ZnS/MgF₂ narrow-band interference filter," *Appl. Opt.* **40**, 1950–1956 (2001).
6. G. Chen, Y. Chen, J. Lu, Z. Shen, and X. Ni, "Analysis of laser induced thermal mechanical relationship of HfO₂/SiO₂ high reflective optical thin film at 1064 nm," *Chin. Opt. Lett.* **7**, 601–604 (2009).
7. B. Wang, Y. Qin, X. Ni, Z. Shen, and J. Lu, "Effect of defects on long-pulse laser-induced damage of two kinds of optical thin films," *Appl. Opt.* **49**, 5537 (2010).
8. B. Wang, X. Wang, Y. Qin, X. Ni, Z. Shen, and J. Lu, "Temperature field analysis of optical coatings induced by millisecond and nanosecond lasers," *Opt. Appl.* **42**, 783–793 (2012).
9. H. Li, Z. Shen, and X. Ni, "Temperature field analysis of high reflection film induced by long-pulse and short-pulse lasers under different irradiation angles," *Optik* **126**, 4254–4258 (2015).
10. R. M. Wood, *Laser-Induced Damage of Optical Materials*, Series in Optics and Optoelectronics (Institute of Physics, 2003).
11. D. Ristau, *Laser-Induced Damage in Optical Materials* (CRC Press, 2015).
12. R. Fuente, E. Apiñaniz, A. Mendioroz, and A. Salazar, "Simultaneous measurement of thermal diffusivity and optical absorption coefficient using photothermal radiometry. I. Homogeneous solids," *J. Appl. Phys.* **110**, 033515 (2011).
13. A. Salazar, R. Fuente, E. Apiñaniz, A. Mendioroz, and R. Celorrio, "Simultaneous measurement of thermal diffusivity and optical absorption coefficient using photothermal radiometry. II Multilayered solids," *J. Appl. Phys.* **110**, 033516 (2011).
14. A. Salazar, A. Mendioroz, and A. Oleaga, "Flying spot thermography: Quantitative assessment of thermal diffusivity and crack width," *J. Appl. Phys.* **127**, 131101 (2020).
15. C. Wei, "Study of thermal behaviors in CO₂ laser irradiated glass," *Opt. Eng.* **44**, 044202 (2005).
16. John R. Howell, M. Pinar Mengüç, and Robert Siegel, *Thermal Radiation Heat Transfer*, 6th ed. (CRC Press, 2016).
17. F. Liu and L. Gallais, "Absorption measurements in optical coatings by lock-in thermography," *Appl. Opt.* **56**, 9225 (2017).
18. C. Petite, R. Marcouillé, A. Moreau, H. Krol, C. Grèzes-Besset, J. Lumeau, and L. Gallais, "Multipass lock-in thermography for the study of optical coating absorption," *Appl. Opt.* **61**, 978 (2022).

19. C. Petite, "Composants optiques en couches minces pour lasers de forte puissance continue," (2022).
20. Z. Liu, J. Siegel, M. Garcia-Lechuga, T. Epicier, Y. Lefkir, S. Reynaud, M. Bugnet, F. Vocanson, J. Solis, G. Vitrant, and N. Destouches, "Three-Dimensional Self-Organization in Nanocomposite Layered Systems by Ultrafast Laser Pulses," *ACS Nano* **11**, 5031–5040 (2017).
21. B. Eles, P. Rouquette, J. Siegel, C. Amra, J. Lumeau, A. Moreau, C. Hubert, M. Zerrad, and N. Destouches, "Mechanisms driving self-organization phenomena in random plasmonic metasurfaces under multipulse femtosecond laser exposure: a multitime scale study," *Nanophotonics* **11**, 2303–2318 (2022).
22. C. Amra, "First-order vector theory of bulk scattering in optical multilayers," *J. Opt. Soc. Am. A* **10**, 365–374 (1993).
23. M. Fouchier, "Lumière diffusée par les filtres interférentiels complexes : développement d'un banc de métrologie hautes performances et d'outils de synthèse par intelligence artificielle," (2021).
24. C. Amra, M. Zerrad, and M. Lequime, "Trapped light scattering within optical coatings: a multilayer roughness-coupling process," *Opt. Express* **29**, 25570–25592 (2021).
25. C. Amra and S. Maure, "Electromagnetic power provided by sources within multilayer optics: free-space and modal patterns," *J. Opt. Soc. Am. A* **14**, 3102–3113 (1997).
26. C. Amra and S. Maure, "Mutual coherence and conical pattern of sources optimally excited within multilayer optics," *J. Opt. Soc. Am. A* **14**, 3114–3124 (1997).
27. C. Amra, M. Zerrad, F. Lemarchand, A. Lereu, A. Passian, J. A. Zapien, and M. Lequime, "Energy density engineering via zero-admittance domains in all-dielectric stratified materials," *Phys. Rev. A* **97**, 023819 (2018).
28. C. Amra, D. Petiteau, M. Zerrad, S. Guenneau, G. Soriano, B. Gralak, M. Bellieud, D. Veynante, and N. Rolland, "Analogies between optical propagation and heat diffusion: applications to microcavities, gratings and cloaks," *Proc. R. Soc. Math. Phys. Eng. Sci.* **471**, 20150143 (2015).
29. S. M. Rytov, Y. A. Kravtsov, and V. I. Tatarskii, *Principles of Statistical Radiophysics 3: Elements of Random Fields*. (Springer-Verlag, 1989).
30. L. Novotny and B. Hecht, *Principles of Nano-Optics*, 2nd ed. (Cambridge University Press, 2012).
31. Z. M. Zhang, *Nano/Microscale Heat Transfer*, 2nd ed., Mechanical Engineering Series (Springer International Publishing, 2020).
32. S. Volz and R. Carminati, eds., *Microscale and Nanoscale Heat Transfer*, Topics in Applied Physics (Springer, 2007).
33. L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Statistical Physics: Volume 5*, 3. ed., repr, Course of Theoretical Physics (Elsevier, 2013).
34. F. Träger, ed., *Springer Handbook of Lasers and Optics* (Springer Berlin Heidelberg, 2012).
35. S. Ciancaleoni, P. Mataloni, O. Jedrkiewicz, and F. De Martini, "Angular distribution of the spontaneous emission in a planar dielectric dye microcavity," *J. Opt. Soc. Am. B* **14**, 1556 (1997).
36. H. Benisty, H. De Neve, and C. Weisbuch, "Impact of planar microcavity effects on light extraction-Part I: basic concepts and analytical trends," *IEEE J. Quantum Electron.* **34**, 1612–1631 (1998).

37. H. Benisty, H. De Neve, and C. Weisbuch, "Impact of planar microcavity effects on light extraction-Part II: selected exact simulations and role of photon recycling," *IEEE J. Quantum Electron.* **34**, 1632–1643 (1998).
38. H. Benisty, R. Stanley, and M. Mayer, "Method of source terms for dipole emission modification in modes of arbitrary planar structures," *J. Opt. Soc. Am. A* **15**, 1192 (1998).
39. L. Polerecký, J. Hamrle, and B. D. MacCraith, "Theory of the radiation of dipoles placed within a multilayer system," *Appl. Opt.* **39**, 3968 (2000).
40. J. A. E. Wasey and W. L. Barnes, "Efficiency of spontaneous emission from planar microcavities," *J. Mod. Opt.* **47**, 725–741 (2000).
41. D. Delbeke, R. Bockstaele, P. Bienstman, R. Baets, and H. Benisty, "High-efficiency semiconductor resonant-cavity light-emitting diodes: a review," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **8**, 189–206 (2002).
42. H.-J. Moon and D.-Y. Kang, "Strongly enhanced mode selection in a thin dielectric-coated layered microcavity laser," *Opt. Lett.* **32**, 1554 (2007).
43. M. Kolle, B. Zheng, N. Gibbons, J. J. Baumberg, and U. Steiner, "Stretch-tuneable dielectric mirrors and optical microcavities," *9* (2010).
44. P. Rouquette, C. Amra, M. Zerrad, and M. Lequime, "Micro-cavity optimization for ultra-sensitive all-dielectric optical sensors," *Opt. Express* **30**, 15344–15364 (2022).
45. D. Niu, M. Zerrad, A. Lereu, A. Moreau, J. Lumeau, J. A. Zapien, A. Passian, V. Aubry, and C. Amra, "Excitation of Bloch Surface Waves in Zero-Admittance Multilayers for High-Sensitivity Sensor Applications," *Phys. Rev. Appl.* **13**, 054064 (2020).
46. D. Niu, "Multicouches diélectriques à admittance nulle appliqués aux capteurs optiques," (2021).
47. J. Fraden, *Handbook of Modern Sensors: Physics, Designs, and Applications*, 4th ed (Springer, 2010).
48. R. G. Jackson, *Novel Sensors and Sensing* (CRC Press, 2019).
49. K. Chetehouna, ed., *Volatile Organic Compounds: Emission, Pollution and Control*, Chemistry Research and Applications (Nova Publishers, Inc, 2014).
50. A. Sinibaldi, N. Danz, E. Descrovi, P. Munzert, U. Schulz, F. Sonntag, L. Dominici, and F. Michelotti, "Direct comparison of the performance of Bloch surface wave and surface plasmon polariton sensors," *Sens. Actuators B Chem.* **174**, 292–298 (2012).
51. F. Michelotti, A. Sinibaldi, P. Munzert, N. Danz, and E. Descrovi, "Probing losses of dielectric multilayers by means of Bloch surface waves," *Opt. Lett.* **38**, 616 (2013).
52. A. Sinibaldi, R. Rizzo, G. Figliozzi, E. Descrovi, N. Danz, P. Munzert, A. Anopchenko, and F. Michelotti, "A full ellipsometric approach to optical sensing with Bloch surface waves on photonic crystals," *Opt. Express* **21**, 23331 (2013).
53. F. Michelotti, R. Rizzo, A. Sinibaldi, P. Munzert, C. Wächter, and N. Danz, "Design rules for combined label-free and fluorescence Bloch surface wave biosensors," *Opt. Lett.* **42**, 2798 (2017).
54. P. Munzert, N. Danz, A. Sinibaldi, and F. Michelotti, "Multilayer coatings for Bloch surface wave optical biosensors," *Surf. Coat. Technol.* **314**, 79–84 (2017).
55. A. Occhicone, A. Sinibaldi, F. Sonntag, P. Munzert, N. Danz, and F. Michelotti, "A novel technique based on Bloch surface waves sustained by one-dimensional photonic crystals to probe mass transport in a microfluidic channel," *Sens. Actuators B Chem.* **247**, 532–539 (2017).
56. J. Taine, F. Enguehard, and E. Iacona, *Transferts thermiques: introduction aux transferts d'énergie*, 6e éd, Sciences sup (Dunod, 2021).

57. L. L. Taylor, J. Xu, M. Pomerantz, T. R. Smith, J. C. Lambropoulos, and J. Qiao, "Femtosecond laser polishing of germanium [Invited]," *Opt. Mater. Express* **9**, 4165 (2019).
58. A. D. Rakić, "Algorithm for the determination of intrinsic optical constants of metal films: application to aluminum," *Appl. Opt.* **34**, 4755–4767 (1995).
59. R. Vernhes and L. Martinu, "TRACK – A new method for the evaluation of low-level extinction coefficient in optical films," *Opt. Express* **23**, 28501–28521 (2015).
60. M. Marchiò, R. Flaminio, L. Pinard, D. Forest, C. Deutsch, P. Heu, D. Follman, and G. D. Cole, "Optical performance of large-area crystalline coatings," *Opt. Express* **26**, 6114–6125 (2018).
61. J.-Y. Natoli, L. Gallais, H. Akhouayri, and C. Amra, "Laser-induced damage of materials in bulk, thin-film, and liquid forms," *Appl. Opt.* **41**, 3156 (2002).
62. Mathias Mende, Lars O. Jensen, Henrik Ehlers, Werner Riggers, Holger Blaschke, and Detlev Ristau, "Laser-induced damage of pure and mixture material high reflectors for 355nm and 1064nm wavelength," in (*Proc.SPIE*, 2011), Vol. 8168.
63. L. Gallais, J. Natoli, and C. Amra, "Statistical study of single and multiple pulse laser-induced damage in glasses," *Opt. Express* **10**, 1465 (2002).
64. A. V. Smith and B. T. Do, "Bulk and surface laser damage of silica by picosecond and nanosecond pulses at 1064 nm," *Appl. Opt.* **47**, 4812–4832 (2008).
65. T. Tolenis, L. Grinevičiūtė, L. Smalakys, M. Ščiuka, R. Drazdys, L. Mažulė, R. Buzelis, and A. Melninkaitis, "Next generation highly resistant mirrors featuring all-silica layers," *Sci. Rep.* **7**, 1–9 (2017).
66. B. C. Stuart, M. D. Feit, A. M. Rubenchik, B. W. Shore, and M. D. Perry, "Laser-Induced Damage in Dielectrics with Nanosecond to Subpicosecond Pulses," *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2248–2251 (1995).
67. M. Bass and A. Kar, "Laser–Materials Interactions," *Encycl. Phys. Sci. Technol.* **19** (2001).
68. A. Rosenfeld, M. Lorenz, R. Stoian, and D. Ashkenasi, "Ultrashort-laser-pulse damage threshold of transparent materials and the role of incubation," *Appl. Phys. Mater. Sci. Process.* **69**, S373–S376 (1999).
69. L. A. Emmert, M. Mero, and W. Rudolph, "Modeling the effect of native and laser-induced states on the dielectric breakdown of wide band gap optical materials by multiple subpicosecond laser pulses," *J. Appl. Phys.* **108**, 043523 (2010).
70. J.-P. Mulet, "Modélisation du rayonnement thermique par une approche électromagnétique. Rôle des ondes de surface dans le transfert d'énergie aux courtes échelles et dans les forces de Casimir," (2003).
71. M. Francoeur, M. Pinar Mengüç, and R. Vaillon, "Solution of near-field thermal radiation in one-dimensional layered media using dyadic Green's functions and the scattering matrix method," *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* **110**, 2002–2018 (2009).
72. L. P. Wang, S. Basu, and Z. M. Zhang, "Direct and indirect methods for calculating thermal emission from layered structures with nonuniform temperatures," *J. Heat Transf.* **133**, (2011).
73. J.-J. Greffet, P. Bouchon, G. Brucoli, and F. Marquier, "Light Emission by Nonequilibrium Bodies: Local Kirchhoff Law," *Phys. Rev. X* **8**, 021008 (2018).
74. K. Joulain, J.-P. Mulet, F. Marquier, R. Carminati, and J.-J. Greffet, "Surface Electromagnetic Waves Thermally Excited: Radiative Heat Transfer, Coherence Properties and Casimir Forces Revisited in the Near Field," *Surf. Sci. Rep.* **57**, 59–112 (2005).

75. J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, 3rd ed. (John Wiley & Sons, 1999).
76. C. Luo, A. Narayanaswamy, G. Chen, and J. D. Joannopoulos, "Thermal Radiation from Photonic Crystals: A Direct Calculation," *Phys. Rev. Lett.* **93**, 213905 (2004).
77. D. L. C. Chan, M. Soljačić, and J. D. Joannopoulos, "Direct calculation of thermal emission for three-dimensionally periodic photonic crystal slabs," *Phys. Rev. E* **74**, 036615 (2006).
78. B. Zhao, L. Wang, Y. Shuai, and Z. M. Zhang, "Thermophotovoltaic emitters based on a two-dimensional grating/thin-film nanostructure," *Int. J. Heat Mass Transf.* **67**, 637–645 (2013).
79. J.-J. Greffet, R. Carminati, K. Joulain, J.-P. Mulet, S. Mainguy, and Y. Chen, "Coherent emission of light by thermal sources," *Nature* **416**, 61–64 (2002).
80. X. Liu, T. Tyler, T. Starr, A. F. Starr, N. M. Jokerst, and W. J. Padilla, "Taming the Blackbody with Infrared Metamaterials as Selective Thermal Emitters," *Phys. Rev. Lett.* **107**, 045901 (2011).
81. B. J. Lee and Z. M. Zhang, "Coherent thermal emission from modified periodic multilayer structures," *J. Heat Transf.* **129**, 17–26 (2007).
82. B. J. Lee, Y.-B. Chen, and Z. M. Zhang, "Surface waves between metallic films and truncated photonic crystals observed with reflectance spectroscopy," *Opt. Lett.* **33**, 204–206 (2008).
83. C. Amra, C. Grèzes-Besset, and L. Bruel, "Comparison of surface and bulk scattering in optical multilayers," *Appl. Opt.* **32**, 5492 (1993).
84. N. Dahan, A. Niv, G. Biener, Y. Gorodetski, V. Kleiner, and E. Hasman, "Extraordinary Coherent Thermal Emission From SiC Due to Coupled Resonant Cavities," *J. Heat Transf.* **130**, 112401 (2008).
85. K.-T. Lin, J. Han, K. Li, C. Guo, H. Lin, and B. Jia, "Radiative cooling: Fundamental physics, atmospheric influences, materials and structural engineering, applications and beyond," *Nano Energy* **80**, 105517 (2021).
86. A. P. Raman, M. A. Anoma, L. Zhu, E. Rephaeli, and S. Fan, "Passive radiative cooling below ambient air temperature under direct sunlight," *Nature* **515**, 540–544 (2014).
87. P. Bermel, J. Lee, J. D. Joannopoulos, I. Celanovic, and M. Soljacic, "Selective solar absorbers," *Annu. Rev. Heat Transf.* **15**, 231–254 (2012).
88. X.-F. Li, Y.-R. Chen, J. Miao, P. Zhou, Y.-X. Zheng, L.-Y. Chen, and Y.-P. Lee, "High solar absorption of a multilayered thin film structure," *Opt. Express* **15**, 1907 (2007).
89. N. P. Sergeant, O. Pincon, M. Agrawal, and P. Peumans, "Design of wide-angle solar-selective absorbers using aperiodic metal-dielectric stacks," *Opt. Express* **17**, 22800–22812 (2009).
90. E.-T. Hu, S. Guo, T. Gu, K.-Y. Zang, H.-T. Tu, Q.-Y. Cai, K.-H. Yu, W. Wei, Y.-X. Zheng, S.-Y. Wang, R.-J. Zhang, Y.-P. Lee, and L.-Y. Chen, "High efficient and wide-angle solar absorption with a multilayered metal-dielectric film structure," *Vacuum* **146**, 194–199 (2017).
91. Y. Ning, J. Wang, C. Ou, C. Sun, Z. Hao, B. Xiong, L. Wang, Y. Han, H. Li, and Y. Luo, "NiCr–MgF₂ spectrally selective solar absorber with ultra-high solar absorptance and low thermal emittance," *Sol. Energy Mater. Sol. Cells* **206**, 110219 (2020).
92. A. Babuty, K. Joulain, P.-O. Chapuis, J.-J. Greffet, and Y. De Wilde, "Blackbody Spectrum Revisited in the Near Field," *Phys. Rev. Lett.* **110**, 146103 (2013).
93. K. Joulain, P. Ben-Abdallah, P.-O. Chapuis, Y. De Wilde, A. Babuty, and C. Henkel, "Strong tip-sample coupling in thermal radiation scanning tunneling microscopy," *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* **136**, 1–15 (2014).

94. W. Appel, *Mathématiques pour la physique et les physiciens !*, 5e éd. (Éditions H&K, 2017).

Table des figures

Figure 0.1 : Les différentes étapes de la modélisation des phénomènes photo-induits dans les filtres optiques interférentiels.....	21
Figure 1.1 : Filtre en couches minces optiques.....	25
Figure 1.2 : A gauche, machine de dépôt par évaporation assistée par faisceau d'ions [34]. A droite, machine de dépôt par pulvérisation ionique [34].	26
Figure 1.3: Représentation des deux angles (normal et polaire) définissant les vecteurs d'onde et la pulsation spatiale.....	28
Figure 1.4 : Géométrie d'un filtre en couches minces optiques.....	30
Figure 1.5: Coefficient de réflexion en énergie d'un miroir multi-diélectrique en fonction de a) la longueur d'onde d'illumination et b) l'angle d'incidence.....	33
Figure 1.6: Coefficient de réflexion en énergie d'un Fabry-Perot en fonction de a) la longueur d'onde d'illumination et b) l'angle d'incidence.	34
Figure 1.7 : a) Intensité du champ électrique E^2 en fonction de l'altitude dans le miroir de la Figure 1.5. b) Intensité du champ pour le Fabry-Perot de la Figure 1.6.	35
Figure 1.8: Géométrie d'une microcavité optique. Les courants électriques J_i sont surfaciques.....	36
Figure 1.9: Microcavité de référence composée d'une couche haut indice de 1nm entourée d'air. Le courant est unitaire $J = 1$ et positionné au milieu de la cavité.	40
Figure 1.10 : Microcavité composée du miroir de la Figure 1.5 avec un courant surfacique unitaire positionné sur la première interface.....	40
Figure 1.11: Capteurs optiques dans une configuration avec une illumination externe (à gauche) et avec une microcavité optique (à droite).....	42
Figure 1.12: Fenêtres modale, évanescente et de l'espace libre en fonction de la pulsation spatiale $\sigma = 2\pi\nu$ pour un multicouche.....	44
Figure 1.13: Pour obtenir un zéro asymptotique de l'admittance de chaque côté d'une source à l'interface $n^{\circ}i$, cette source doit être positionnée entre deux miroirs avec un coefficient de réflexion $r = +1$, i.e. commençant par une couche bas indice (figure de gauche). La structure finale est ainsi un Fabry-Perot comprenant deux miroirs avec un coefficient de réflexion $r = -1$, i.e. commençant par une couche haut indice (figure de droite).....	45
Figure 1.14 : a) Diagramme angulaire de rayonnement à 532 nm d'une microcavité Fabry-Perot avec un courant électrique unitaire positionné au milieu de la cavité. b) Diagramme spectral de rayonnement dans le superstrat de la même structure à 0°	46
Figure 1.15: a) Distribution de l'intensité du champ électrique qui s'établit dans la structure Fabry-Perot de la Figure 1.14. Pas d'exaltation dans le substrat (et donc aucune sensibilité à la contamination du substrat). b) Champ électrique qui s'établit dans la microcavité ZAL de la Figure 1.17. Exaltation dans le substrat conférant une grande sensibilité. Courant unitaire et polarisation TE.....	47

Figure 1.17: Diagramme angulaire de rayonnement à 532 nm d'une microcavité ZAL avec un courant électrique unitaire positionné sur l'interface supérieure de la ZAL.	50
Figure 1.18 : a) Diagramme spectral de rayonnement à 45° de la structure ZAL de la Figure 1.17. La courbe bleue est pour un courant positionné sur l'interface supérieure (n°13) de la ZAL tandis que la courbe rouge est pour un courant sur l'interface supérieure du composant (n°0). b) Diagrammes spectraux de rayonnement à 45° pour des structures ZAL en série. La courbe bleue de la figure b) correspond à celle de la figure a).....	51
Figure 1.19: Cartes du rayonnement dans le superstrat de la microcavité ZAL de la Figure 1.17 en fonction de l'angle d'émission et de la longueur d'onde.....	52
Figure 1.20: Structure identique à celle de la Figure 1.19, mais avec une ZAL plus épaisse telle que $\delta p = \delta p + 2\pi$	52
Figure 1.21 : Structure double de la forme $QW_2/ZAl_2/QW_1/ZAl_1$ conçue pour produire deux exaltations.	54
Figure 1.22 : Structure double de la forme $QW_2/ZAl_2/QW_1/ZAl_1$ conçue pour produire deux exaltations à $\lambda_1, \theta_{01} = (532 \text{ nm}, 45^\circ)$ et $\lambda_2, \theta_{02} = 512 \text{ nm}, 60^\circ$	55
Figure 1.23 : Structure multi ZAL conçue pour produire 9 exaltations. Le composant contient une source unique de courant a) ou plusieurs b).	55
Figure 1.24 : a) Diagramme de rayonnement angulaire d'une microcavité ZAL pour 3 nombres de couches du miroir différents. b) Intégration du diagramme de rayonnement pour $44^\circ < \theta_0 < 46^\circ$ en fonction du nombre de couches pour des matériaux transparents (points bleus) et pour des matériaux faiblement absorbants (croix rouges).....	58
Figure 1.25 : Module carré du champ électrique après TF inverse en fonction du nombre de couches du miroir.....	59
Figure 1.26: Décalage spectral généré par une altération de l'indice optique du substrat a) et de l'épaisseur optique de la dernière couche b).	60
Figure 1.27 : Densité spectrale de puissance fournie par un courant positionné sur l'interface supérieure d'une MZAL, en fonction de la fréquence spatiale normalisée.....	63
Figure 1.28 : Distribution du module carré du champ électrique à la fréquence spatiale νg . Structure MZAL de la Figure 1.27.....	64
Figure 2.1 : Géométrie d'un filtre en couches minces optiques pour un calcul de température.....	69
Tableau 2.1 : Paramètres thermiques et optiques utilisés pour le calcul numérique..	83
Tableau 2.2 : Paramètres de la source laser.....	83
Figure 2.2 : Evolution temporelle de l'élévation de température calculée à l'interface supérieure d'une monocouche d'aluminium déposée sur un substrat BK7 transparent, et soumise à un éclairage ps (gauche), ns (centre) et ms (droite).	84
Figure 2.3 : Evolution temporelle de l'élévation de la température calculée au milieu d'une monocouche demi-onde faiblement absorbante de SiO2 déposée sur un substrat BK7 transparent, et soumise à un éclairage ps (gauche), ns (centre) et ms (droite)...	85
Figure 2.4 : a) Distribution de l'élévation de température dans l'épaisseur de la couche pour deux durées d'impulsions laser (ns et ms). b) Intensité du champ électrique normalisé E_2 en fonction de l'altitude dans la couche.	86

Figure 2.5 : Elévation en température d'un composant monocouche en fonction du temps et de la direction transverse x dans le régime ns a) et ms b). c) distribution transverse de l'élévation de température maximale atteinte dans le composant avec en bleu le régime ns et en rouge le régime ms.....	88
Figure 2.6 : a) et b), élévation maximale de la température (ΔT_{max}) dans une monocouche en fonction de la durée du pulse laser et de la partie imaginaire de l'indice optique de la couche mince, avec $L = 100\mu\text{m}$. c), ΔT_{max} tracée en fonction de l'indice imaginaire pour 2 durées de pulses différentes (régime ns en bleu, régime ms en rouge), avec $L = 100\mu\text{m}$. d), ΔT_{max} tracée en fonction de la surface d'éclairement pour 2 durées de pulses différentes à absorption constante ($n'' = 10 - 5$).....	89
Figure 2.7 : Conditions identiques à celles de la Figure 2.6. a) quantité $\Delta T_{max}/n''$ en fonction de n'' et b) quantité $L\Delta T_{max}$ en fonction de L	90
Figure 2.8 : Distribution de l'élévation de température dans l'épaisseur a) d'un miroir <i>HLH4</i> et c) d'un Fabry-Perot <i>HLH26LHLH2</i> pour deux durées d'impulsions laser (ns et ms). Intensité du champ électrique E_2 en fonction de l'altitude dans le miroir b) et dans le Fabry-Perot d).....	92
Figure 2.9 : Réponse temporelle des 2 composants de la Figure 2.8, calculée au maximum d'élévation en température, pour 3 durées d'impulsion (ps, ns et ms).....	93
Figure 2.10 : Réponse temporelle de deux miroirs identiques <i>HLH11</i> déposés sur substrat diélectrique (en bleu) et sur substrat métallique (en rouge). a) régime ms et à b) régime 10 ms.....	94
Figure 2.11 : Variation de la température avec la longueur d'onde centrale d'éclairement (voir texte) pour un miroir en régime ns a) et ms b) et un filtre bande étroite en régime ns c) et ms d).....	95
Figure 2.12 : Elévation maximale de température en fonction de la fluence laser pour un miroir M9 dans 2 régimes laser différents et pour des absorptions différentes (voir texte).....	97
Figure 2.13 : Seuils d'endommagement thermique (courbes rouges) en fonction de la durée du pulse laser, pour différentes valeurs de l'indice optique imaginaire.....	98
Figure 2.14 : Température en régime impulsif cadencé, pour une couche de SiO_2 (voir texte) - régime ns.....	100
Figure 2.15 : Température en régime continu cadencé, pour une couche de SiO_2 (voir texte) - régime ms.....	100
Figure 2.16 : Elévation maximale de température en fonction de la fluence laser pour une monocouche de SiO_2 dans 2 régimes lasers différents et pour des absorptions différentes (voir texte).....	101
Figure 2.17 : Images MEB des nanoparticules éclairées par un laser fs.....	104
Figure 2.18 : a) schéma d'une interférence optique obtenue à l'aide de la superposition de deux faisceaux cohérents dans une monocouche de SiO_2 . b) interférence optique (rose pointillé) et franges thermiques (bleu en trait plein) en régime ns. c) même chose en régime ms.....	106

Figure 3.1 : Plan (σ, z) de la Figure 1.3 avec les angles normaux θ_0 et θ_s définissant, respectivement les vecteurs d'onde $\beta_0 -$ du champ rétrograde dans le superstrat, et $\beta_s +$ du champ progressif dans le substrat.	121
Figure 3.2 : courbes de l'évolution temporelle et spatiale de l'élévation de température dans un miroir multi-diélectrique soumis à une illumination optique pulsée.....	128
Figure 3.3 : Intensité spectrale de rayonnement thermique d'un miroir quart d'onde soumis à un pulse laser de 10 mJ et d'une durée de 1 ns.....	129
Figure 3.4 : Intensité de rayonnement thermique du miroir quart d'onde de la Figure 3.3 soumis à un laser ns pour différentes énergies.....	130
Figure 3.5 : émissivité spectrale d'une structure ZAL centrée à $\lambda_0, \theta_{00} = 1064nm, 45^\circ$	133
Figure 3.6 : Comparaison avec les travaux du Chapitre 1.....	134
Figure 4.1: densité spectrale de puissance fournie par les courants thermiques à λ_0 pour un miroir multi-diélectrique de 9 couches en polarisation TE (voir texte).....	147
Tableau 4.1 : puissance du rayonnement thermique transféré à λ_0 à chaque mode, normalisé à la puissance du rayonnement thermique se propageant dans le superstrat et le substrat. Cas du miroir 9 couches.	148
Figure 4.2 : même courbe que celle de la Figure 4.1 à $\lambda = 8 \mu m$	148
Figure 4.3 : densité spectrale de puissance fournie par les courants thermiques à λ_0 pour un Fabry-Perot en polarisation TE (voir texte).	149
Tableau 4.2 : puissance du rayonnement thermique transféré à λ_0 à chaque mode, normalisé à la puissance du rayonnement thermique se propageant dans le superstrat et le substrat. Cas du Fabry-Perot.....	149
Figure 4.4 : même courbe que celle de la Figure 4.3 pour $\lambda = 8 \mu m$	150
Figure A.1 : Définition des contours d'intégration pour le calcul de l'intégrale de g .167	
Figure E.1 : Elévation maximale de température en fonction de la durée du pulse laser pour un milieu homogène composé de SiO_2 , calculée sur la base de l'équation E. 4.....	177

ANNEXES

ANNEXE A Calculs pour la majoration de la puissance fournie par une microcavité

On calcule l'intégrale suivante :

$$I = \int_{v_1}^{v_2} \frac{v}{v-z} dv \quad (\text{A.1})$$

où z est un nombre complexe noté $z = z' + jz''$ et v_1, v_2 sont des nombres réels tels que $v_1 < v_2$. On a tout d'abord :

$$I = \Delta v + z \int_{v_1}^{v_2} \frac{1}{v-z} dv \quad (\text{A.2})$$

où $\Delta v = v_2 - v_1$. On réalise ensuite le changement de variable $u = v - z' \Leftrightarrow du = dv$:

$$I = \Delta v + z \int_{v_1-z'}^{v_2-z'} \frac{1}{u-jz''} du \quad (\text{A.3})$$

Et enfin :

$$\begin{aligned} I &= \Delta v + z \int_{v_1-z'}^{v_2-z'} \frac{u+jz''}{u^2+z''^2} du \\ \Leftrightarrow I &= \Delta v + z \int_{v_1-z'}^{v_2-z'} \frac{u}{u^2+z''^2} du + jz''z \int_{v_1-z'}^{v_2-z'} \frac{1}{u^2+z''^2} du \\ \Leftrightarrow I &= \Delta v + z \left[\frac{1}{2} \ln(u^2+z''^2) \right]_{v_1-z'}^{v_2-z'} + jz''z \left[\frac{1}{z''} \operatorname{atan}\left(\frac{u}{z''}\right) \right]_{v_1-z'}^{v_2-z'} \\ \Leftrightarrow I &= \Delta v + \frac{z}{2} \ln\left(\frac{(v_2-z')^2+z''^2}{(v_1-z')^2+z''^2}\right) + jz \left(\operatorname{arctan}\left(\frac{v_2-z'}{z''}\right) - \operatorname{arctan}\left(\frac{v_1-z'}{z''}\right) \right) \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

ANNEXE B Fonction de Green de l'équation de la chaleur

L'équation de la chaleur dans un milieu homogène de diffusivité thermique a , de conductivité thermique b et soumis à une source thermique S , s'écrit :

$$\Delta T(\vec{r}, z, t) - \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial t} T(\vec{r}, z, t) = -\frac{1}{b} S(\vec{r}, z, t) \quad (\text{B. 1})$$

où T est la température dépendant des 3 coordonnées spatiales $(x, y, z) = (\vec{r}, z) = \vec{\rho}$ et de la coordonnées temporelle t .

Pour résoudre cette équation, on utilise le formalisme de Green. Ainsi, si l'on n'impose pas de condition limite, la solution s'écrit :

$$T(\vec{\rho}, t) = G(\vec{\rho}, t) *_{\vec{\rho}, t} \left(-\frac{1}{b} S(\vec{\rho}, t) \right) \quad (\text{B. 2})$$

avec la G la fonction de Green définie comme :

$$G(\vec{\rho}, t) = \begin{cases} -\frac{1}{8\pi\sqrt{a\pi}} t^{-\frac{3}{2}} e^{-\frac{|\vec{\rho}|^2}{4at}} & \text{si } t > 0 \\ 0 & \text{si } t < 0 \end{cases} \quad (\text{B. 3})$$

On se propose ici de démontrer cette expression de la fonction de Green. Pour cela on s'appuie principalement sur la méthode décrite dans [94] qui consiste à utiliser les Transformées de Fourier (TF).

La fonction de Green est solution de l'équation de la chaleur avec un terme source élémentaire représenté par une distribution de Dirac. On a donc :

$$\Delta G(\vec{\rho}, t) - \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial t} G(\vec{\rho}, t) = \delta(\vec{\rho}, t) \quad (\text{B. 4})$$

On définit la TF spatiale et temporelle comme :

$$\hat{G}(\vec{\beta}, f) = \int_{\vec{\rho}} \int_t G(\vec{\rho}, t) e^{-j2\pi\vec{\beta}\cdot\vec{\rho}} e^{j2\pi ft} d\vec{\rho} dt \quad (\text{B. 5})$$

En appliquant cette TF à l'équation (B. 4), on obtient :

$$-4\pi^2\beta^2 \hat{G}(\vec{\beta}, f) + j\frac{2\pi f}{a} \hat{G}(\vec{\beta}, f) = 1 \quad (\text{B. 6})$$

où on a noté $\beta = |\vec{\beta}|$. Et donc :

$$\hat{G}(\vec{\beta}, f) = \frac{a}{j2\pi f - 4\pi^2 a \beta^2} \quad (\text{B. 7})$$

Il ne reste plus qu'à effectuer les TF inverses. Commençons par la variable f . On a :

$$\check{G}(\vec{\beta}, t) = \frac{a}{j2\pi} \int_{f=-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-j2\pi ft}}{f + j2\pi a \beta^2} df \quad (\text{B. 8})$$

On évalue cette intégrale à l'aide de la méthode des résidus. Pour cela on considère la fonction suivante :

$$g: \mathbb{C} \rightarrow \mathbb{C}$$

$$z \mapsto \frac{e^{-j2\pi z t}}{z - z_0} \text{ avec } z_0 = -j2\pi a \beta^2 \quad (\text{B. 9})$$

Cette fonction g est holomorphe sur $\mathbb{C} \setminus \{z_0\}$ et présente un pôle simple en z_0 . Considérons tout d'abord le cas où $t < 0$. Considérons alors le chemin $\gamma_a(r) = \gamma_{a_1}(r) \cup \gamma_{a_2}(r)$ définissant le domaine \mathcal{D}_a de la Figure A.1.

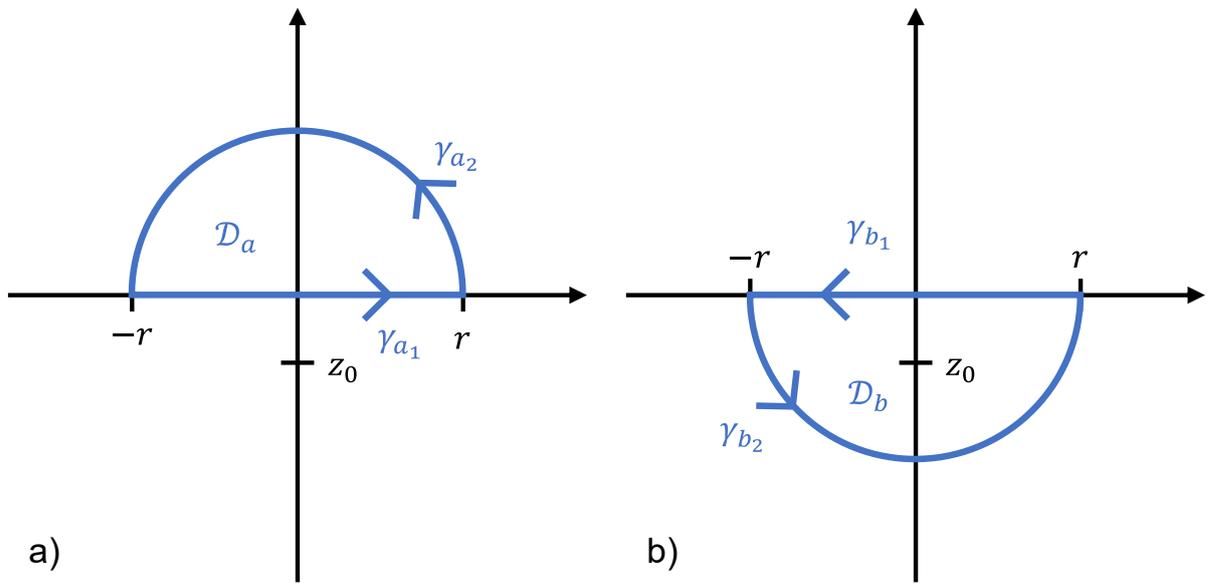


Figure A.1 : Définition des contours d'intégration pour le calcul de l'intégrale de g .

Comme g ne présente pas de singularité dans \mathcal{D}_a nous avons :

$$\int_{\gamma_a(r)} g(z) dz = 0 \quad (\text{B. 10})$$

Puis en décomposant l'intégrale sur les chemins $\gamma_{a_1}(r)$ et $\gamma_{a_2}(r)$:

$$\int_{\gamma_a(r)} g(z) dz = \int_{\gamma_{a_1}(r)} g(z) dz + \int_{\gamma_{a_2}(r)} g(z) dz = \int_{f=-r}^r \frac{e^{-j2\pi f t}}{f - z_0} df + \int_{\gamma_{a_2}(r)} g(z) dz \quad (\text{B. 11})$$

Or :

$$z g(z) = \frac{z e^{-j2\pi z t}}{z - z_0} \Rightarrow \lim_{|z| \rightarrow +\infty} z g(z) = 0 \text{ car } t < 0 \quad (\text{B. 12})$$

On peut donc appliquer le lemme de Jordan, ce qui donne :

$$\lim_{r \rightarrow +\infty} \int_{\gamma_{a_2}(r)} g(z) dz = 0 \quad (\text{B. 13})$$

Et finalement :

$$\forall t < 0, \int_{f=-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-j2\pi ft}}{f - z_0} df = 0 \quad (\text{B. 14})$$

Ainsi lorsque $t < 0$, la fonction de Green associée à l'équation de la chaleur est nulle. Cela garantit la causalité de la solution.

Considérons maintenant le cas où $t > 0$. Dans ce cas, considérons le contour $\gamma_b(r) = \gamma_{b_1}(r) \cup \gamma_{b_2}(r)$ définissant le domaine \mathcal{D}_b de la Figure A.1. Sur \mathcal{D}_b , la fonction g présente une singularité en z_0 . Le théorème des résidus donne la relation suivante :

$$\int_{\gamma_b(r)} g(z) dz = 2j\pi \text{Res}(g; z_0) \quad (\text{B. 16})$$

Le résidu de g en z_0 est :

$$\text{Res}(g; z_0) = \lim_{z \rightarrow z_0} (z - z_0)g(z) = e^{-j2\pi z_0 t} \quad (\text{B. 17})$$

L'intégrale de g sur γ_b se décompose en deux intégrales, l'une sur γ_{b_1} et l'autre sur γ_{b_2} . Comme pour le cas $t < 0$, le lemme de Jordan donne :

$$\lim_{r \rightarrow +\infty} \int_{\gamma_{b_2}(r)} g(z) dz = 0 \quad (\text{B. 18})$$

tandis que l'intégrale sur γ_{b_1} s'écrit comme :

$$\lim_{r \rightarrow +\infty} \int_{\gamma_{b_1}(r)} g(z) dz = - \int_{f=-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-j2\pi ft}}{f - z_0} df \quad (\text{B. 19})$$

Et finalement, on obtient :

$$\forall t > 0, \int_{f=-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-j2\pi ft}}{f - z_0} df = -2j\pi e^{-j2\pi z_0 t} \quad (\text{B. 20})$$

On peut maintenant reprendre l'équation (B. 8) qui s'écrit :

$$\check{G}(\vec{\beta}, t) = \begin{cases} -ae^{-4\pi^2 a \beta^2 t} & \text{si } t > 0 \\ 0 & \text{si } t < 0 \end{cases} \quad (\text{B. 21})$$

Enfin, on effectue la TF inverse par rapport à la variable spatiale $\vec{\beta}$. Cette dernière correspond à la TF inverse d'une fonction gaussienne. On trouve, pour $t > 0$:

$$\begin{aligned}
G(\vec{\rho}, t) &= -a \int_{\vec{\beta}} e^{-4\pi^2 a \beta^2 t} e^{j2\pi \vec{\beta} \cdot \vec{\rho}} d\vec{\beta} \\
\Leftrightarrow G(\vec{\rho}, t) &= -a \frac{1}{4\pi a t \sqrt{4\pi a t}} e^{-\frac{|\vec{\rho}|^2}{4at}} \\
\Leftrightarrow G(\vec{\rho}, t) &= -\frac{1}{8\pi \sqrt{\pi a}} t^{-\frac{3}{2}} e^{-\frac{|\vec{\rho}|^2}{4at}}
\end{aligned} \tag{B. 22}$$

qui est le résultat recherché. Notons que le résultat classique de la TF d'une gaussienne s'obtient en passant par le plan complexe.

ANNEXE C Bilan d'énergie avec éclairément quasi-monochromatique et faiblement divergent

divergent

On considère un faisceau incident quasi-monochromatique et faiblement divergent dont le champ électrique peut s'écrire de la façon suivante :

$$E_0^+(\vec{r}, z, t) = g(\vec{r}, z, t) \cos(2\pi(f_0 t - \vec{v}_0 \cdot \vec{r})) \tag{C. 1}$$

avec f_0 la fréquence centrale, \vec{v}_0 la fréquence spatiale incidente et où $g(\vec{r}, z, t)$ décrit l'enveloppe temporelle et spatiale du signal. L'objectif est ici de déterminer le bilan d'énergie associé à cette configuration, c'est-à-dire le flux du faisceau incident et l'absorption d'un filtre multicouche soumis à ce flux. Ces calculs sont essentiels pour déterminer la source thermique dans le cadre de l'équation de la chaleur (voir section 2.2.3). Ils sont menés en tenant compte de la durée du pulse lumineux et de la taille de la surface éclairée.

Dans le premier plan de Fourier, le champ s'écrit :

$$\tilde{E}_0^+(\vec{r}, z, f) = \frac{1}{2} [\tilde{g}(\vec{r}, z, f + f_0) e^{-j2\pi \vec{v}_0 \cdot \vec{r}} + \tilde{g}(\vec{r}, z, f - f_0) e^{j2\pi \vec{v}_0 \cdot \vec{r}}] \tag{C. 2}$$

et dans le deuxième, il s'écrit :

$$\hat{E}_0^+(\vec{v}, z, f) = \frac{1}{2} [\hat{g}(\vec{v} + \vec{v}_0, z, f + f_0) + \hat{g}(\vec{v} - \vec{v}_0, z, f - f_0)] \tag{C. 3}$$

C.1 Calcul du flux

La densité surfacique de flux à travers une surface de normale \vec{z} s'écrit de la façon suivante :

$$\varphi(\vec{r}, z, t) = \frac{d\Phi}{dS}(\vec{r}, z, t) = E(\vec{r}, z, t) H(\vec{r}, z, t) \tag{C. 4}$$

Les grandeurs (E, H) désignent les composantes tangentielles du champ électromagnétique, qui sont les seules à intervenir quand on s'intéresse au flux à travers un plan perpendiculaire à \vec{z} . Ceci explique l'absence de produit vectoriel, eu égard au fait qu'on se limite aux modes de polarisation TE ou TM.

Pour aller plus loin, on réalise la TF fréquentielle et spatiale du flux, pour pouvoir utiliser la notion d'indice effectif (voir Chapitre 1) qui relie le champ magnétique au champ électrique. Ainsi on obtient en $z = 0$:

$$\begin{aligned}\hat{\varphi}(\vec{v}, z = 0, f) &= \hat{E}_0^+(\vec{v}, z = 0, f) *_{f, \vec{v}} \hat{H}_0^+(\vec{v}, z = 0, f) \\ \Leftrightarrow \hat{\varphi}(\vec{v}, z = 0, f) &= \tilde{n}_0 \hat{E}_0^+(\vec{v}, z = 0, f) *_{f, \vec{v}} \{ \tilde{n}_0(\vec{v}, f) \hat{E}_0^+(\vec{v}, z = 0, f) \}\end{aligned}\quad (\text{C. 5})$$

La notation $*_{f, \vec{v}}$ représente le double produit de convolution sur la variable f et sur la variable \vec{v} . En reprenant l'expression B.3 du champ, en omettant la dépendance en z et en négligeant la dispersion de l'indice effectif du superstrat sur le support de g , on obtient :

$$\begin{aligned}\hat{\varphi}(\vec{v}, f) &= \frac{1}{4} [\hat{g}(\vec{v} + \vec{v}_0, f + f_0) + \hat{g}(\vec{v} - \vec{v}_0, f - f_0)] \\ &\quad *_{f, \vec{v}} [\tilde{n}_0(-\vec{v}_0, -f_0) \hat{g}(\vec{v} + \vec{v}_0, f + f_0) + \tilde{n}_0(\vec{v}_0, f_0) \hat{g}(\vec{v} - \vec{v}_0, f - f_0)] \\ \Leftrightarrow \hat{\varphi}(\vec{v}, f) &= \frac{1}{4} [\tilde{n}_0(-\vec{v}_0, -f_0) \Gamma(\vec{v} + 2\vec{v}_0, f + 2f_0) + \tilde{n}_0(\vec{v}_0, f_0) \Gamma(\vec{v} - 2\vec{v}_0, f - 2f_0)] \\ &\quad 2\Re\{\tilde{n}_0(\vec{v}_0, f_0)\} \Gamma(\vec{v}, f)\end{aligned}\quad (\text{C. 6})$$

avec :

$$\Gamma(\vec{v}, f) = \hat{g}(\vec{v}, f) *_{f, \vec{v}} \hat{g}(\vec{v}, f) \quad (\text{C. 7})$$

Et où on a utilisé la propriété : $\tilde{n}_0(-\vec{v}_0, -f_0) = \tilde{n}_0^*(\vec{v}_0, f_0)$.

Ce flux est généralement mesuré par un détecteur qui agit comme un filtre linéaire [2]. La temps de montée des détecteurs étant de l'ordre de la nanoseconde, cela a pour effet de supprimer les fréquences autour de $2f_0$ et $-2f_0$. Finalement on obtient :

$$\hat{\varphi}(\vec{v}, f) = \frac{1}{2} \Re\{\tilde{n}_0(\vec{v}_0, f_0)\} \Gamma(\vec{v}, f) \quad (\text{C. 8})$$

C.2 Calcul de l'absorption

La densité volumique d'absorption au point de coordonnées $\vec{\rho} = (x, y, z)$ dans la couche $n^{\circ}i$ et à l'instant t s'exprime comme [2,3] :

$$a_i(\vec{\rho}, t) = a_{ei}(\vec{\rho}, t) + a_{hi}(\vec{\rho}, t) = \vec{E}_i(\vec{\rho}, t) \cdot \frac{\partial \vec{D}_i}{\partial t}(\vec{\rho}, t) + \vec{H}_i(\vec{\rho}, t) \cdot \frac{\partial \vec{B}_i}{\partial t}(\vec{\rho}, t) \quad (\text{C. 9})$$

avec les relations constitutives de l'électromagnétisme:

$$\vec{D}_i = \varepsilon_i *_{t} \vec{E}_i \quad \vec{B}_i = \mu_i *_{t} \vec{H}_i \quad (\text{C. 10})$$

On va réaliser le calcul de a_{ei} , celui de a_{hi} est très similaire. On considère de plus une seule composante du champ électrique, de manière à s'affranchir du produit scalaire. On a donc dans le premier plan de Fourier :

$$\tilde{a}_{ei}(\vec{\rho}, f) = -j2\pi\tilde{E}_i(\vec{\rho}, f) *_f \{f\tilde{\epsilon}_i(f)\tilde{E}_i(\vec{\rho}, f)\} \quad (\text{C. 11})$$

Puis dans le deuxième plan de Fourier :

$$\hat{a}_{ei}(\vec{v}, z, f) = -j2\pi\hat{E}_i(\vec{v}, z, f) *_f *_v \{f\tilde{\epsilon}_i(f)\hat{E}_i(\vec{v}, z, f)\} \quad (\text{C. 12})$$

Pour continuer les calculs, on exprime le champ dans le milieu n^o en fonction du champ incident. Ainsi, on écrit :

$$\hat{E}_i(\vec{v}, z, f) = C_i(\vec{v}, z, f)\hat{E}_0^+(\vec{v}, z = 0, f) \quad (\text{C. 13})$$

où C_i est un coefficient dépendant des propriétés optiques du composant ainsi que de la polarisation de l'onde incidente. Son expression est décrite en détail dans l'ANNEXE D.

On reprend l'expression de la densité volumique d'absorption avec le champ incident. On obtient :

$$\hat{a}_{ei}(\vec{v}, z, f) = -\frac{j\pi}{2} \{C_i(-\vec{v}_0, z, -f_0)\hat{g}(\vec{v} + \vec{v}_0, f + f_0) + C_i(\vec{v}_0, z, f_0)\hat{g}(\vec{v} - \vec{v}_0, f - f_0)\} *_f *_v \{-f_0\tilde{\epsilon}_i(-f_0)C_i(-\vec{v}_0, z, -f_0)\hat{g}(\vec{v} + \vec{v}_0, f + f_0) + f_0\tilde{\epsilon}_i(f_0)C_i(\vec{v}_0, z, f_0)\hat{g}(\vec{v} - \vec{v}_0, f - f_0)\} \quad (\text{C. 14})$$

où on a négligé la dispersion des propriétés optiques sur le support fréquentiel de g .

Puis comme $\hat{X}(-\vec{v}_0, -f_0) = \hat{X}^*(\vec{v}_0, f_0)$:

$$\hat{a}_{ei}(\vec{v}, z, f) = -\frac{j\pi}{2} \{C_i^*(\vec{v}_0, z, f_0)\hat{g}(\vec{v} + \vec{v}_0, f + f_0) + C_i(\vec{v}_0, z, f_0)\hat{g}(\vec{v} - \vec{v}_0, f - f_0)\} *_f *_v \{-f_0\tilde{\epsilon}_i^*(f_0)C_i^*(\vec{v}_0, z, f_0)\hat{g}(\vec{v} + \vec{v}_0, f + f_0) + f_0\tilde{\epsilon}_i(f_0)C_i(\vec{v}_0, z, f_0)\hat{g}(\vec{v} - \vec{v}_0, f - f_0)\} \quad (\text{C. 15})$$

Et donc, en utilisant la notation $\Gamma(\vec{v}, f) = \hat{g}(\vec{v}, f) *_f *_v \hat{g}(\vec{v}, f)$:

$$\hat{a}_{ei}(\vec{v}, z, f) = -\frac{j\pi}{2} \{-f_0\tilde{\epsilon}_i^*(f_0)C_i^{*2}(\vec{v}_0, z, f_0)\Gamma(\vec{v} + 2\vec{v}_0, f + 2f_0) + f_0\tilde{\epsilon}_i(f_0)C_i^2(\vec{v}_0, z, f_0)\Gamma(\vec{v} - 2\vec{v}_0, f - 2f_0) + f_02j\tilde{\epsilon}_i''(f_0)|C_i(\vec{v}_0, z, f_0)|^2\Gamma(\vec{v}, f)\} \quad (\text{C. 16})$$

Enfinement en utilisant l'approximation du filtrage linéaire (voir section précédente), on obtient :

$$\hat{a}_{ei}(\vec{v}, z, f) = \pi f_0\tilde{\epsilon}_i''(f_0)|C_i(\vec{v}_0, z, f_0)|^2\Gamma(\vec{v}, f) \quad (\text{C. 17})$$

On peut ensuite utiliser la notation (C. 13) pour retrouver l'expression du Chapitre 2 :

$$\hat{\alpha}_{ei}(\vec{v}, z, f) = \pi f_0 \tilde{\epsilon}_i''(f_0) \left| \frac{\hat{E}_i(v_0, z, f_0)}{\hat{E}_0^+(v_0, f_0)} \right|^2 \Gamma(\vec{v}, f) \quad (\text{C. 18})$$

Le calcul est similaire dans le cas de matériaux magnétiques (avec $\mu'' \neq 0$).

ANNEXE D Expression analytique de la solution particulière de l'équation de la chaleur

Les valeurs des solutions particulières \hat{T}_i^g aux interfaces de chaque couche sont gourmandes en temps de calcul du fait du produit de convolution sur z , comme exprimé dans (2.13). Or ce produit de convolution peut se calculer analytiquement, ce qui permet de réduire considérablement les temps de calcul. L'objectif de cette annexe est donc de développer les calculs de \hat{T}_i^g de manière à obtenir une expression analytique.

En utilisant (2.13) et l'expression (2.56) de la source thermique, la solution particulière de l'équation de la chaleur peut s'exprimer comme :

$$\hat{T}_i^g(\vec{v}, z, f) = -\frac{1}{2j\alpha_i(f, v)b_i \Re\{\tilde{n}_0\}} \frac{2W}{e^{-\frac{\pi^2 f^2 \tau^2}{2}}} e^{-\frac{\pi^2 L^2}{2} \left(\frac{v_x^2}{\cos^2 \theta_0} + v_y^2 \right)} \int \partial_z \mathcal{A}_i(v_0, z', f_0) e^{j\alpha_i(f, v)|z-z'|} dz' \quad (\text{D. 1})$$

En reprenant l'expression (2.48) de la densité volumique d'absorption, il est donc nécessaire de calculer les deux intégrales suivantes :

$$\begin{cases} I_1 &= \int \left| \frac{\hat{E}_i(v_0, z', f_0)}{\hat{E}_0^+(v_0, f_0)} \right|^2 e^{j\alpha_i(f, v)|z-z'|} dz' \\ I_2 &= \int \left| \frac{\hat{H}_i(v_0, z', f_0)}{\hat{E}_0^+(v_0, f_0)} \right|^2 e^{j\alpha_i(f, v)|z-z'|} dz' \end{cases} \quad (\text{D. 2})$$

Le domaine d'intégration se fait sur l'épaisseur de la couche n^oi , soit pour $z' \in [z_{i-1}, z_i]$. Ces deux intégrales se calculent analytiquement. Pour cela, la distribution du champ électrique normalisé peut s'écrire, en polarisation S (TE) comme [2] :

$$\left| \frac{\hat{E}_i(v_0, z, f_0)}{\hat{E}_0^+(v_0, f_0)} \right|^2 = |1 + r(f_0, v_0)|^2 |C_{0,i-1}(f_0, v_0)|^2 |\Delta_{i,a}(f_0, v_0, z)|^2 \quad (\text{D. 3})$$

et en polarisation P (TM) comme :

$$\left| \frac{\hat{E}_i(v_0, z, f_0)}{\hat{E}_0^+(v_0, f_0)} \right|^2 = |1 + r(f_0, v_0)|^2 |C_{0,i-1}(f_0, v_0)|^2 \left[|\Delta_{i,a}(f_0, v_0, z)|^2 + \frac{|\Delta_{i,b}(f_0, v_0, z)|^2}{|\tilde{n}_{N,i}(f_0, v_0)|^2} \right] \quad (\text{D. 4})$$

où r est le coefficient de réflexion du composant et $C_{0,i-1}$ est le coefficient de passage reliant le champ électrique tangentiel sur l'interface 0 à celui sur l'interface $i - 1$. Leur expression respective est donnée par l'équation (1.10) et l'équation (3.23). Les autres grandeurs sont données par :

$$\tilde{n}_{N,i}(f_0, \nu_0) = \begin{cases} \frac{\tilde{n}_i(f_0, \nu_0) \sigma_0}{\alpha_i^{op}(f_0, \nu_0)} & \text{TE, avec } \sigma_0 = 2\pi\nu_0 \\ \frac{\sigma_0}{\alpha_i^{op}(f_0, \nu_0)\tilde{n}_i(f_0, \nu_0)} & \text{TM, avec } \sigma_0 = 2\pi\nu_0 \end{cases} \quad (\text{D. 5})$$

et :

$$\begin{cases} \Delta_{i,a}(f_0, \nu_0, z) = \cos(\alpha_i^{op}(f_0, \nu_0)z) + j \frac{Y_{i-1}^{op}(f_0, \nu_0)}{\tilde{n}_i(f_0, \nu_0)} \sin(\alpha_i^{op}(f_0, \nu_0)z) \\ \Delta_{i,b}(f_0, \nu_0, z) = Y_{i-1}^{op}(f_0, \nu_0) \cos(\alpha_i^{op}(f_0, \nu_0)z) + j\tilde{n}_i(f_0, \nu_0) \sin(\alpha_i^{op}(f_0, \nu_0)z) \\ \alpha_i^{op} = \sqrt{(k_i^{op})^2 - \sigma_0^2} \text{ avec } k_i^{op} = \frac{2\pi n_i}{\lambda} \end{cases} \quad (\text{D. 6})$$

où Y_i^{op} et \tilde{n}_i désignent l'admittance à l'interface i et l'indice effectif de la couche n^oi . On note que l'on a indexé les grandeurs optiques par op pour ne pas les confondre avec les grandeurs thermiques. Les expressions du champ magnétique normalisé peuvent être obtenues de la même façon. Ainsi, on obtient en polarisation TE :

$$\left| \frac{\hat{H}_i(\nu_0, z, f_0)}{\hat{E}_0^+(\nu_0, f_0)} \right|^2 = |1 + r(f_0, \nu_0)|^2 |C_{0,i-1}^+(f_0, \nu_0)|^2 \left[|\tilde{n}_{N,i}(f_0, \nu_0)|^2 |\Delta_{i,a}(f_0, \nu_0, z)|^2 + |\Delta_{i,b}(f_0, \nu_0, z)|^2 \right] \quad (\text{D. 7})$$

et en polarisation TM :

$$\left| \frac{\hat{H}_i(\nu_0, z, f_0)}{\hat{E}_0^+(\nu_0, f_0)} \right|^2 = |1 + r(f_0, \nu_0)|^2 |C_{0,i-1}^+(f_0, \nu_0)|^2 |\Delta_{i,b}(f_0, \nu_0, z)|^2 \quad (\text{D. 8})$$

Les expressions (D. 6) du module carré de $\Delta_{i,a}$ et de $\Delta_{i,b}$ peuvent s'écrire :

$$\begin{cases} |\Delta_{i,a}(f_0, \nu_0, z)|^2 = Z_{1i}e^{2j(\alpha_i^{op})'z} + Z_{2i}e^{-2j(\alpha_i^{op})'z} + Z_{3i}e^{2(\alpha_i^{op})''z} + Z_{4i}e^{-2(\alpha_i^{op})''z} \\ |\Delta_{i,b}(f_0, \nu_0, z)|^2 = Z_{5i}e^{2j(\alpha_i^{op})'z} + Z_{6i}e^{-2j(\alpha_i^{op})'z} + Z_{7i}e^{2(\alpha_i^{op})''z} + Z_{8i}e^{-2(\alpha_i^{op})''z} \end{cases} \quad (\text{D. 9})$$

où $(\alpha_i^{op})'$ et $(\alpha_i^{op})''$ sont respectivement la partie réelle et la partie imaginaire de α_i^{op} et :

$$\left\{ \begin{array}{l} Z_{1i} = \frac{1}{4} - \frac{1}{4} \left| \frac{Y_{i-1}^{op}}{\tilde{n}_i} \right|^2 + \frac{j}{2} \Im \left\{ \frac{Y_{i-1}^{op}}{\tilde{n}_i} \right\} \\ Z_{2i} = \frac{1}{4} - \frac{1}{4} \left| \frac{Y_{i-1}^{op}}{\tilde{n}_i} \right|^2 - \frac{j}{2} \Im \left\{ \frac{Y_{i-1}^{op}}{\tilde{n}_i} \right\} \\ Z_{3i} = \frac{1}{4} + \frac{1}{4} \left| \frac{Y_{i-1}^{op}}{\tilde{n}_i} \right|^2 - \frac{1}{2} \Re \left\{ \frac{Y_{i-1}^{op}}{\tilde{n}_i} \right\} \\ Z_{4i} = \frac{1}{4} + \frac{1}{4} \left| \frac{Y_{i-1}^{op}}{\tilde{n}_i} \right|^2 + \frac{1}{2} \Re \left\{ \frac{Y_{i-1}^{op}}{\tilde{n}_i} \right\} \end{array} \right. \text{ et } \left\{ \begin{array}{l} Z_{5i} = \frac{1}{4} |Y_{i-1}^{op}|^2 - \frac{1}{4} |\tilde{n}_i|^2 + \frac{j}{2} \Im \{ \tilde{n}_i (Y_{i-1}^{op})^* \} \\ Z_{6i} = \frac{1}{4} |Y_{i-1}^{op}|^2 - \frac{1}{4} |\tilde{n}_i|^2 - \frac{j}{2} \Im \{ \tilde{n}_i (Y_{i-1}^{op})^* \} \\ Z_{7i} = \frac{1}{4} |Y_{i-1}^{op}|^2 + \frac{1}{4} |\tilde{n}_i|^2 - \Re \{ \tilde{n}_i (Y_{i-1}^{op})^* \} \\ Z_{8i} = \frac{1}{4} |Y_{i-1}^{op}|^2 + \frac{1}{4} |\tilde{n}_i|^2 + \Re \{ \tilde{n}_i (Y_{i-1}^{op})^* \} \end{array} \right. \quad (\text{D. 10})$$

Il reste donc à calculer le produit de convolution entre le module carré de $\Delta_{i,a}$ et la fonction $e^{j\alpha_i(f,\nu)|z|}$, ainsi que celui entre $|\Delta_{i,b}|^2$ et $e^{j\alpha_i(f,\nu)|z|}$. Ces deux produits peuvent être séparés en 4 produits similaires. Ainsi, on peut écrire :

$$\left\{ \begin{array}{l} |\Delta_{i,a}|^2 *_z e^{j\alpha_i(f,\nu)|z|} = \sum_{j=1}^4 Z_{ji} P_{ji}(f, \nu, z) \\ |\Delta_{i,b}|^2 *_z e^{j\alpha_i(f,\nu)|z|} = \sum_{j=5}^8 Z_{ji} P_{ji}(f, \nu, z) \end{array} \right. \quad (\text{D. 11})$$

avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} P_{1,i}(f, \nu, z) = \frac{e^{j\alpha_i(f,\nu)z} - e^{2j(\alpha_i^{op})'z}}{j\alpha_i(f, \nu) - 2j(\alpha_i^{op})'} + \frac{e^{j\alpha_i(f,\nu)(e_i-z)+2j(\alpha_i^{op})'e_i} - e^{2j(\alpha_i^{op})'z}}{j\alpha_i(f, \nu) + 2j(\alpha_i^{op})'} \\ P_{2,i}(f, \nu, z) = \frac{e^{j\alpha_i(f,\nu)z} - e^{-2j(\alpha_i^{op})'z}}{j\alpha_i(f, \nu) + 2j(\alpha_i^{op})'} + \frac{e^{j\alpha_i(f,\nu)(e_i-z)-2j(\alpha_i^{op})'e_i} - e^{-2j(\alpha_i^{op})'z}}{j\alpha_i(f, \nu) - 2j(\alpha_i^{op})'} \\ P_{3,i}(f, \nu, z) = \frac{e^{j\alpha_i(f,\nu)z} - e^{2(\alpha_i^{op})''z}}{j\alpha_i(f, \nu) - 2(\alpha_i^{op})''} + \frac{e^{j\alpha_i(f,\nu)(e_i-z)+2(\alpha_i^{op})''e_i} - e^{2(\alpha_i^{op})''z}}{j\alpha_i(f, \nu) + 2(\alpha_i^{op})''} \\ P_{4,i}(f, \nu, z) = \frac{e^{j\alpha_i(f,\nu)z} - e^{-2(\alpha_i^{op})''z}}{j\alpha_i(f, \nu) + 2(\alpha_i^{op})''} + \frac{e^{j\alpha_i(f,\nu)(e_i-z)-2(\alpha_i^{op})''e_i} - e^{-2(\alpha_i^{op})''z}}{j\alpha_i(f, \nu) - 2(\alpha_i^{op})''} \end{array} \right. \quad (\text{D. 12})$$

On peut ainsi obtenir les expressions analytiques des intégrales de l'équation (D. 2). Finalement, les expressions suivantes sont obtenues pour la solution particulière en polarisation TE :

$$\hat{T}_{g,i}(\vec{\nu}, z, f) = \frac{1}{2j\alpha_i(f, \nu)b_i \Re\{\tilde{n}_0\}} e^{-\frac{\pi^2 f^2 t^2}{2}} e^{-\frac{\pi^2 L^2}{2} \left(\frac{v_x^2}{\cos^2 \theta_0} + v_y^2 \right)} \pi f_0 |1 + r(f_0, \nu_0)|^2 |C_{0,i-1}^+(f_0, \nu_0)|^2 \left[\left(\epsilon_i'' + \mu_i'' |\tilde{n}_{N,i}|^2 \right) \sum_{j=1}^4 Z_{j,i}(f_0, \nu_0) P_{j,i}(f, \nu, z) + \mu_i'' \sum_{j=1}^4 Z_{j+4,i}(f_0, \nu_0) P_{j,i}(f, \nu, z) \right] \quad (\text{D. 13})$$

et en polarisation TM :

$$\hat{T}_{g,i}(\vec{v}, z, f) = -\frac{1}{2j\alpha_i(f, \nu)b_i \Re\{\tilde{n}_0\}} \frac{2W}{e^{-\frac{\pi^2 f^2 z^2}{2}} e^{-\frac{\pi^2 L^2}{2} \left(\frac{v_x^2}{\cos^2 \theta_0} + \nu_y^2 \right)}} \pi f_0 |1 + r(f_0, \nu_0)|^2 |C_{0,i-1}^+(f_0, \nu_0)|^2 \left[\epsilon_i'' \sum_{j=1}^4 Z_{j,i}(f_0, \nu_0) P_{j,i}(f, \nu, z) + \left(\frac{\epsilon_i''}{|\tilde{n}_{N,i}|^2} + \mu_i'' \right) \sum_{j=1}^4 Z_{j+4,i}(f_0, \nu_0) P_{j,i}(f, \nu, z) \right] \quad (D. 14)$$

où les fonctions Z_{ji} sont données par (D. 10) et les fonctions P_{ij} par (D. 12).

ANNEXE E Vérification analytique du comportement de la température en fonction de la durée du pulse et de la surface éclairée

Les calculs numériques étant complexes, il est important de vérifier certaines propriétés par des expressions analytiques. C'est l'objectif de cette annexe. On réalise ainsi une étude analytique du comportement de la température en fonction de la durée du pulse et de la surface éclairée, permettant de valider les résultats de la Figure 2.6.

L'élévation de température est analysée pour un milieu homogène avec une source thermique (la densité volumique d'absorption) localisée à une altitude $z = 0$. La plupart du temps, les calculs sont simplifiés en considérant une source thermique proportionnelle à une distribution de Dirac $\delta(z)$, mais cela change les ordres de grandeur des résultats (bien que le comportement de la température reste correct). Pour cette raison, on considère une fonction gaussienne normalisée $\frac{1}{L_z} \sqrt{\frac{2}{\pi}} e^{-\frac{2z^2}{L_z^2}}$ pour prendre en compte la nature volumique de la densité d'absorption. Notons que cette fonction est normalisée par L_z , ce qui assure qu'elle tende vers $\delta(z)$ pour de faibles valeurs de L_z . En d'autres termes, cela permet de considérer une absorption totale A distribuée sur une profondeur L_z . Sous ces conditions, la source thermique modélise globalement le cas d'une couche absorbante d'une épaisseur proche de L_z . On peut donc écrire la densité volumique d'absorption, à f_0 et ν_0 , comme :

$$\frac{\partial \mathcal{A}}{\partial z}(\nu_0, z, f_0) = \frac{1}{2} \Re\{\tilde{n}_0\} A \frac{1}{L_z} \sqrt{\frac{2}{\pi}} e^{-\frac{2z^2}{L_z^2}} \quad (E. 1)$$

avec $A = 1 - R - T$, et R et T les coefficients de réflexion et de transmission en énergie du milieu.

Ainsi, l'équation (2.56) qui représente la source thermique peut être réécrite comme :

$$S(\vec{r}, z, t) = WA \left(\frac{1}{L^2} \frac{2}{\pi} e^{-\frac{2|\vec{r}|^2}{L^2}} \right) \left(\frac{1}{L_z} \sqrt{\frac{2}{\pi}} e^{-\frac{2z^2}{L_z^2}} \right) \left(\frac{1}{\tau} \sqrt{\frac{2}{\pi}} e^{-\frac{2t^2}{\tau^2}} \right) \quad (\text{E. 2})$$

où une incidence normale du faisceau laser a été considérée. Comme dans le reste du manuscrit, W est l'énergie du laser, L et τ sont respectivement le rayon et la durée de l'illumination, définis à $1/e^2$.

Pour obtenir la température résultant de cette source thermique, on réalise le produit de convolution spatio-temporel entre l'expression (E. 2) et la fonction de Green associée à l'équation de la chaleur dont l'expression est donnée par (B. 3). Le produit de convolution spatial peut être exprimé analytiquement, et on obtient :

$$T(\vec{r}, z, t) = WA \left(\frac{2}{\pi} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{a}{b} \int_{t'=-\infty}^t \frac{e^{-\frac{|\vec{r}|^2}{L^2 + 8a(t-t')}}}{L^2 + 8a(t-t')} \frac{e^{-\frac{z^2}{L_z^2 + 8a(t-t')}}}{\sqrt{L_z^2 + 8a(t-t')}} \frac{1}{\tau} \sqrt{\frac{2}{\pi}} e^{-\frac{2t'^2}{\tau^2}} dt' \quad (\text{E. 3})$$

Ainsi au centre du faisceau et à la position $z = 0$ (maximum d'absorption et donc de l'élévation de température), la température peut être réécrite comme :

$$T(\vec{\rho} = \vec{0}, t) = WA \left(\frac{2}{\pi} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{a}{b} \int_{t'=-\infty}^t \frac{1}{L^2 + 8a(t-t')} \frac{1}{\sqrt{L_z^2 + 8a(t-t')}} \frac{1}{\tau} \sqrt{\frac{2}{\pi}} e^{-\frac{2t'^2}{\tau^2}} dt' \quad (\text{E. 4})$$

E.1 Température en fonction de la durée du pulse

Dans cette sous-section, on va étudier l'évolution de l'élévation de température en fonction de la durée du pulse laser. Pour cela, une étude numérique de (E. 4) peut être réalisée. Pour comparer avec les résultats de la Figure 2.6, l'élévation maximale de température ΔT_{max} est calculée pour différentes durées de pulse avec un milieu formé de SiO_2 et avec les mêmes paramètres lasers. Ainsi, les paramètres thermiques sont ceux du SiO_2 dans le Tableau 2.1, L_z est l'épaisseur de la couche unique de la Figure 2.6, les paramètres laser (W et L) sont ceux du Tableau 2.2, et l'absorption $A = 4.10^{-5}$ est l'absorption de la couche unique de la Figure 2.6 calculée avec $n'' = 10^{-5}$.

Comme montré en Figure E.1, l'allure de la courbe et les valeurs obtenues pour ΔT_{max} sont similaires à celles de la Figure 2.6 b), bien que la décroissance commence plus tôt sur la Figure E.1 en raison des approximations utilisées. Cela confirme le fait que ΔT_{max} est constante pour de faibles durées d'impulsion, puis décroît rapidement lorsque la durée augmente. Rappelons que ces résultats ont été obtenus à énergie constante.

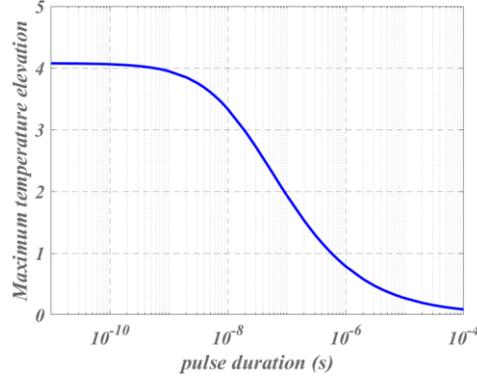


Figure E.1 : Elévation maximale de température en fonction de la durée du pulse laser pour un milieu homogène composé de SiO_2 , calculée sur la base de l'équation (E. 4).

E.2 Température en fonction de la surface d'illumination

Dans cette sous-section, on va analyser l'évolution de l'élévation de température en fonction de la surface éclairée. Deux cas sont considérés pour lesquels l'intégrale de l'équation (E. 4) peut être exprimée analytiquement. Le premier cas correspond à la représentation de l'évolution temporelle du pulse laser par une distribution de Dirac, ce qui modélise un pulse ultra-court et démontre la nature inversement proportionnelle de ΔT_{max} en fonction de la surface éclairée. Le deuxième cas correspond au régime continu où l'évolution temporelle de l'illumination est représentée par une distribution de Heaviside.

E.2.1 Régime pulsé

Dans le cas d'une distribution de Dirac temporelle, l'équation (E. 4) se réduit à :

$$T(\vec{\rho} = \vec{0}, t) = WA \left(\frac{2}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{a}{b} \int_{t'=-\infty}^t \frac{1}{L^2 + 8a(t-t')} \frac{1}{\sqrt{L_z^2 + 8a(t-t')}} \delta(t') dt' \quad (\text{E. 5})$$

Et donc :

$$T(\vec{\rho} = \vec{0}, t) = WA \left(\frac{2}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{a}{b} \frac{1}{L^2 + 8at} \frac{1}{\sqrt{L_z^2 + 8at}} \quad (\text{E. 6})$$

Finalement, l'élévation maximale de température s'écrit comme :

$$\Delta T_{max} = W \left(\frac{2}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{a}{b} \frac{A}{L^2 L_z} \quad (\text{E. 7})$$

Cette dernière relation montre la nature inversement proportionnelle de ΔT_{max} en fonction de la surface éclairée (L^2). C'est ce qui a été obtenu en Figure 2.6 pour le régime ns. Pour rappel, ce résultat n'est plus valable en régime ms pour un rayon de spot laser inférieur à 100 μm .

La relation (E.7) permet aussi de facilement déterminer l'élévation maximale de température induite par un pulse d'une durée inférieure à 10ns. En effet, (E.7) donne la valeur de 4K qui est du même ordre de grandeur que celle obtenue en Figure 2.3.

E.2.2 Régime continu

Il est bien connu que l'élévation de température induite par un laser continu converge vers une valeur maximale [11,15,67]. Pour le démontrer, on peut considérer un faisceau laser d'une puissance P avec une distribution spatiale gaussienne et en incidence normale. Sous ces conditions, l'enveloppe spatio-temporelle du laser s'écrit comme :

$$g^2(\vec{r}, z = 0, t) = g_{01}g_{02}e^{-\frac{2|\vec{r}|^2}{L^2}}\mathcal{H}(t) \quad (\text{E. 8})$$

où $\mathcal{H}(t)$ est la fonction de Heaviside. Le flux laser est donc nul avant $t = 0$ et continu après. En utilisant (2.51), l'enveloppe spatio-temporelle peut être reliée à la puissance P du laser. On obtient ainsi :

$$\forall t > 0, P = \frac{1}{2}\Re\{\tilde{n}_0\} \int_{\vec{r}} g_{01}g_{02}e^{-\frac{2|\vec{r}|^2}{L^2}} d\vec{r} \Leftrightarrow g_{01}g_{02} = \frac{4P}{\Re\{\tilde{n}_0\}\pi L^2} \quad (\text{E. 9})$$

Sous ces conditions, la source thermique peut s'écrire :

$$S_i(\vec{r}, z, t) = \frac{\partial \mathcal{A}_i}{\partial z}(v_0, z, f_0) \frac{4P}{\Re\{\tilde{n}_0\}\pi L^2} e^{-\frac{2|\vec{r}|^2}{L^2}} \mathcal{H}(t) \quad (\text{E. 10})$$

Puis en utilisant la relation (E.1), on obtient :

$$S_i(\vec{r}, z, t) = PA \left(\frac{1}{L_z} \sqrt{\frac{2}{\pi}} e^{-\frac{2z^2}{L_z^2}} \right) \left(\frac{1}{L^2} \frac{2}{\pi} e^{-\frac{2|\vec{r}|^2}{L^2}} \right) \mathcal{H}(t) \quad (\text{E. 10})$$

Finalement, en régime continu, l'équation (E.4) est toujours valable si l'on remplace l'énergie W par la puissance P et la gaussienne temporelle normalisée par la fonction de Heaviside. Ainsi :

$$T(\vec{\rho} = \vec{0}, t) = PA \left(\frac{2}{\pi} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{a}{b} \int_{t'=-\infty}^t \frac{1}{L^2 + 8a(t-t')} \frac{1}{\sqrt{L_z^2 + 8a(t-t')}} \mathcal{H}(t') dt' \quad (\text{E. 11})$$

Cette expression peut être résolue analytiquement. On obtient :

$$T(\vec{\rho} = \vec{0}, t) = PA \left(\frac{2}{\pi} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{a}{b} \frac{1}{4a\sqrt{L^2 - L_z^2}} \left(\arctan \left(\frac{\sqrt{L_z^2 + 8at}}{L^2 - L_z^2} \right) - \arctan \left(\frac{L_z}{L^2 - L_z^2} \right) \right) \quad (\text{E. 12})$$

Et donc, l'élévation maximale de température est égale à :

$$\Delta T_{max} = \lim_{t \rightarrow +\infty} T(\vec{\rho} = \vec{0}, t) = \frac{PA}{b\pi\sqrt{2\pi}\sqrt{L^2 - L_z^2}} \left(\frac{\pi}{2} - \arctan \left(\frac{L_z}{\sqrt{L^2 - L_z^2}} \right) \right) \quad (\text{E. 13})$$

La relation (E. 13) est l'analogie de (E. 7) en régime continu. De plus si l'on considère que L_z tends vers 0 (cas d'une absorption surfacique), on trouve :

$$\Delta T_{max} = \frac{PA}{bL\sqrt{8\pi}} \quad (\text{E. 14})$$

qui est l'expression trouvée dans la littérature [15,67].

Ces deux dernières relations montrent le caractère inversement proportionnel de ΔT_{max} en fonction du rayon L du spot laser. Ce résultat est valable en régime continu mais diffère en régime pulsé (voir section précédente).

ANNEXE F Calcul détaillé du flux de rayonnement thermique

L'objectif de cette annexe est de fournir une démonstration complète du flux de rayonnement thermique donné par l'équation (3.48). La démonstration est fournie pour le superstrat uniquement dans le mesure où elle est identique dans pour le substrat.

F.1 Expression générale du flux de rayonnement thermique

En combinant l'expression (3.26) du flux avec l'équation (3.36) issue de la prise en compte de la polarisation de l'onde émise, on obtient la densité spectrale de flux dans le superstrat pour chaque mode de polarisation (S ou P) :

$$\frac{\partial \Phi_0^S}{\partial f \partial \vec{v}} = 2\Re\{\tilde{n}_0(\nu)\} \sum_{i=1}^p |C'_{0,i-1}(\nu)|^2 \left[|\hat{E}_{x,ii-1}|^2 \sin^2 \phi + |\hat{E}_{y,ii-1}|^2 \cos^2 \phi - 2\Re\{\hat{E}_{x,ii-1} \hat{E}_{y,ii-1}^*\} \cos \phi \sin \phi \right] \quad (\text{F. 1})$$

$$\frac{\partial \Phi_0^P}{\partial f \partial \vec{v}} = 2\Re\{\tilde{n}_0(\nu)\} \sum_{i=1}^p |C'_{0,i-1}(\nu)|^2 \left[|\hat{E}_{x,ii-1}|^2 \cos^2 \phi + |\hat{E}_{y,ii-1}|^2 \sin^2 \phi + 2\Re\{\hat{E}_{x,ii-1} \hat{E}_{y,ii-1}^*\} \cos \phi \sin \phi \right] \quad (\text{F. 2})$$

où \tilde{n}_0 est l'indice effectif du superstrat, ϕ est l'angle polaire défini sur la Figure 1.3 et \vec{E}_{ii-1} est le champ électrique tangentiel produit par le courant thermique de la couche $n^\circ i$ sur son interface supérieure ($i - 1$). Les composantes spatiales du champ électrique peuvent s'exprimer en fonction de la solution particulière $(\vec{E}_i^g, \vec{H}_i^g)$ du champ électromagnétique à l'aide de l'équation (3.27) issue des résultats de la diffusion volumique. On trouve :

$$\begin{aligned}\hat{E}_{x,ii-1} &= \frac{1}{\Delta Y_{i-1}} [F_{1i} \hat{E}_{x,i}^g(z_i) - F_{2i} \hat{H}_{y,i}^g(z_i) + F_{3i} \hat{E}_{x,i}^g(z_{i-1}) - F_{4i} \hat{H}_{y,i}^g(z_{i-1})] \\ \hat{E}_{y,ii-1} &= \frac{1}{\Delta Y_{i-1}} [F_{1i} \hat{E}_{y,i}^g(z_i) + F_{2i} \hat{H}_{x,i}^g(z_i) + F_{3i} \hat{E}_{y,i}^g(z_{i-1}) + F_{4i} \hat{H}_{x,i}^g(z_{i-1})]\end{aligned}\quad (\text{F. 3})$$

Les expressions des fonctions F_{ji} sont données par l'équation (3.28).

F.2 Solutions particulières du champ électromagnétique

Comme expliqué au Chapitre 3, la solution particulière du champ est, dans le deuxième plan de Fourier, le produit de convolution, sur la variable z , entre la fonction de Green et un terme source. Les expressions de la fonction de Green, des termes sources électrique et magnétique sont données respectivement par les relations (3.29) et (3.31). Dans ce qui suit, on notera, par mesure de simplicité, les termes sources comme :

$$\begin{aligned}\vec{S}^{E_i} &= -j\omega\mu_i \begin{pmatrix} a_{xx}\hat{J}_{x,i} + a_{xy}\hat{J}_{y,i} + a_{xz}\frac{\partial\hat{J}_{z,i}}{\partial z} \\ a_{yx}\hat{J}_{x,i} + a_{yy}\hat{J}_{y,i} + a_{yz}\frac{\partial\hat{J}_{z,i}}{\partial z} \end{pmatrix} \\ &\Leftrightarrow \forall u \in \{x, y\}, \hat{S}_u^{E_i} = -j\omega\mu_i \left(a_{ux}\hat{J}_{x,i} + a_{uy}\hat{J}_{y,i} + a_{uz}\frac{\partial\hat{J}_{z,i}}{\partial z} \right)\end{aligned}\quad (\text{F. 4})$$

$$\vec{S}^{H_i} = \begin{pmatrix} b_{xy}\frac{\partial\hat{J}_{y,i}}{\partial z} + b_{xz}\hat{J}_{z,i} \\ b_{yx}\frac{\partial\hat{J}_{x,i}}{\partial z} + b_{yz}\hat{J}_{z,i} \end{pmatrix} \Leftrightarrow \forall u \in \{x, y\}, \bar{u} \in \{x, y\} \setminus u, \hat{S}_u^{H_i} = b_{u\bar{u}}\frac{\partial\hat{J}_{\bar{u},i}}{\partial z} + b_{uz}\hat{J}_{z,i} \quad (\text{F. 5})$$

où $\vec{J}_i = (\hat{J}_{x,i}, \hat{J}_{y,i}, \hat{J}_{z,i})$ est la densité volumique de courant thermique dans le milieu i exprimé dans le deuxième plan de Fourier.

Comme les expressions des termes source contiennent la dérivée des courant par rapport à z , il est nécessaire de connaître la dérivée de la fonction de Green pour développer la solution particulière. On a :

$$\begin{aligned}
\forall a, b \in \{x, y\}, \forall z_1, z_2 \in \{z_{i-1}, z_i\}, \\
\left(\hat{E}_{a,i}^g(z_1)\right)^* \hat{H}_{b,i}^g(z_2) = j\omega\mu_i^* \int_{z'=z_{i-1}}^{z_i} \int_{z''=z_{i-1}}^{z_i} G_i^*(z_1 - z') G_i(z_2 - z'') \\
\left[a_{ax}^* \hat{J}_{x,i}^*(z') + a_{ay}^* \hat{J}_{y,i}^*(z') - j\alpha_i^* \text{sgn}(z_1 - z') a_{az}^* \hat{J}_{z,i}^*(z') \right] \\
\left[j\alpha_i \text{sgn}(z_2 - z'') b_{b\bar{b}} \hat{J}_{\bar{b},i}(z'') + b_{bz} \hat{J}_{z,i}(z'') \right] dz'' dz'
\end{aligned} \tag{F.8c}$$

F.4 Utilisation de la nature stochastique des courants thermiques et du théorème de fluctuation-dissipation

Pour aller plus loin, nous avons besoin des résultats de la section 3.2.2.4. Ces derniers stipulent que, si la température est homogène suivant l'altitude z dans la couche $n^o i$:

$$\begin{aligned}
\forall a, b \in \{x, y, z\}, \int_{z'} \int_{z''} L_i(v, z', z'') \hat{J}_{a,i}^*(\vec{v}, z') \hat{J}_{b,i}(\vec{v}, z'') dz'' dz' = \\
\begin{cases} 0 & \text{si } a \neq b \\ 4\pi f \tilde{\epsilon}_i''(f) \int_z L_i(v, z) dz \int_{\vec{r}} \Theta(2\pi f, T_i(\vec{r})) d\vec{r} & \text{sinon} \end{cases}
\end{aligned} \tag{F.9}$$

où f est la fréquence temporelle, $\tilde{\epsilon}_i''$ est la partie imaginaire de la permittivité, $T_i(\vec{r})$ est la distribution de la température suivant la variable transverse dans la couche $n^o i$ et L_i est une fonction arbitraire. Cette relation est obtenue en considérant les propriétés statistiques de la phase du courant thermique. Rappelons que l'hypothèse d'homogénéité de la température en z n'est pas un problème dans la mesure où la couche $n^o i$ pourra toujours être discrétisée en sous-couches. Avec cette équation (F.9), on obtient :

$$\begin{aligned}
\forall a, b \in \{x, y\}, \forall z_1, z_2 \in \{z_{i-1}, z_i\}, \\
\left(\hat{E}_{a,i}^g(z_1)\right)^* \hat{E}_{b,i}^g(z_2) = 4\pi f \tilde{\epsilon}_i''(f) |\omega\mu_i|^2 \int_{\vec{r}} \Theta(2\pi f, T_i(\vec{r})) d\vec{r} \\
\int_{z'=z_{i-1}}^{z_i} G_i^*(z_1 - z') G_i(z_2 - z') \\
\left[a_{ax}^* a_{bx} + a_{ay}^* a_{by} + |\alpha_i|^2 \text{sgn}(z_1 - z') \text{sgn}(z_2 - z') a_{az}^* a_{bz} \right] dz'
\end{aligned} \tag{F.10a}$$

$$\begin{aligned}
\forall a, b \in \{x, y\}, \forall z_1, z_2 \in \{z_{i-1}, z_i\}, \\
\left(\hat{H}_{a,i}^g(z_1)\right)^* \hat{H}_{b,i}^g(z_2) = 4\pi f \tilde{\epsilon}_i''(f) \int_{\vec{r}} \Theta(2\pi f, T_i(\vec{r})) d\vec{r} \\
\int_{z'=z_{i-1}}^{z_i} G_i^*(z_1 - z') G_i(z_2 - z') \\
\left[b_{az}^* b_{bz} + \begin{cases} 0 & \text{if } a \neq b \\ |\alpha_i|^2 \text{sgn}(z_1 - z') \text{sgn}(z_2 - z') |b_{u\bar{u}}|^2 & \text{else} \end{cases} \right] dz'
\end{aligned} \tag{F.10b}$$

$$\begin{aligned}
\forall a, b \in \{x, y\}, \forall z_1, z_2 \in \{z_{i-1}, z_i\}, \\
\left(\hat{E}_{a,i}^g(z_1)\right)^* \hat{H}_{b,i}^g(z_2) = 4\pi f \tilde{\epsilon}_i''(f) \omega \mu_i^* \int_{\vec{r}} \Theta(2\pi f, T_i(\vec{r})) d\vec{r} \\
\int_{z'=z_{i-1}}^{z_i} G_i^*(z_1 - z') G_i(z_2 - z') \\
\left[a_i^* \operatorname{sgn}(z_1 - z') a_{az}^* b_{bz} - \alpha_i \operatorname{sgn}(z_1 - z') a_{a\bar{b}}^* b_{b\bar{b}} \right] dz'
\end{aligned} \tag{F.10c}$$

Sachant que $G_i = \frac{1}{2j\alpha_i} e^{j\alpha_i|z|}$, l'expression finale du produit des solutions particulières du champ électrique est :

$$\begin{aligned}
\forall a, b \in \{x, y\}, \forall z_1 \in \{z_{i-1}, z_i\}, \\
\left(\hat{E}_{a,i}^g(z_1)\right)^* \hat{E}_{b,i}^g(z_1) = 4\pi f \tilde{\epsilon}_i'' |\omega \mu_i|^2 \int_{\vec{r}} \Theta(2\pi f, T_i(\vec{r})) d\vec{r} \\
\left[a_{ax}^* a_{bx} + a_{ay}^* a_{by} + a_{az}^* a_{bz} |\alpha_i|^2 \right] \frac{1}{4|\alpha_i|^2} \frac{1 - e^{-2\delta_i''}}{2\alpha_i''}
\end{aligned} \tag{F.11a}$$

$$\begin{aligned}
\forall a, b \in \{x, y\}, \forall z_1, z_2 \in \{z_{i-1}, z_i\}, z_1 \neq z_2 \\
\left(\hat{E}_{a,i}^g(z_1)\right)^* \hat{E}_{b,i}^g(z_2) = 4\pi f \tilde{\epsilon}_i'' |\omega \mu_i|^2 \int_{\vec{r}} \Theta(2\pi f, T_i(\vec{r})) d\vec{r} \\
\left[a_{ax}^* a_{bx} + a_{ay}^* a_{by} - a_{az}^* a_{bz} |\alpha_i|^2 \right] \frac{1}{4|\alpha_i|^2} \frac{\sin(\delta_i') e^{-\delta_i''}}{\alpha_i'}
\end{aligned} \tag{F.11b}$$

Puis, pour le champ magnétique :

$$\begin{aligned}
\forall a, b \in \{x, y\}, \forall z_1 \in \{z_{i-1}, z_i\}, \\
\left(\hat{H}_{a,i}^g(z_1)\right)^* \hat{H}_{b,i}^g(z_1) = 4\pi f \tilde{\epsilon}_i''(f) \int_{\vec{r}} \Theta(2\pi f, T_i(\vec{r})) d\vec{r} \\
\left[b_{az}^* b_{bz} + \begin{cases} 0 & \text{if } a \neq b \\ |\alpha_i|^2 |b_{a\bar{a}}|^2 & \text{else} \end{cases} \right] \frac{1}{4|\alpha_i|^2} \frac{1 - e^{-2\delta_i''}}{2\alpha_i''}
\end{aligned} \tag{F.12a}$$

$$\begin{aligned}
\forall a, b \in \{x, y\}, \forall z_1, z_2 \in \{z_{i-1}, z_i\}, z_1 \neq z_2, \\
\left(\hat{H}_{a,i}^g(z_1)\right)^* \hat{H}_{b,i}^g(z_2) = 4\pi f \tilde{\epsilon}_i''(f) \int_{\vec{r}} \Theta(2\pi f, T_i(\vec{r})) d\vec{r} \\
\left[b_{az}^* b_{bz} + \begin{cases} 0 & \text{if } a \neq b \\ -|\alpha_i|^2 |b_{a\bar{a}}|^2 & \text{else} \end{cases} \right] \frac{1}{4|\alpha_i|^2} \frac{\sin(\delta_i') e^{-\delta_i''}}{\alpha_i'}
\end{aligned} \tag{F12. b}$$

Et enfin, pour les termes croisés :

$$\begin{aligned}
\forall a, b \in \{x, y\}, \left(\hat{E}_{a,i}^g(z_i)\right)^* \hat{H}_{b,i}^g(z_i) = 4\pi f \tilde{\epsilon}_i''(f) \omega \mu_i^* \int_{\vec{r}} \Theta(2\pi f, T_i(\vec{r})) d\vec{r} \\
\left[\alpha_i^* a_{az}^* b_{bz} - \alpha_i a_{a\bar{b}}^* b_{b\bar{b}} \right] \frac{1}{4|\alpha_i|^2} \frac{1 - e^{-2\delta_i''}}{2\alpha_i''}
\end{aligned} \tag{F.13a}$$

$$\forall a, b \in \{x, y\}, \left(\hat{E}_{a,i}^g(z_{i-1}) \right)^* \hat{H}_{b,i}^g(z_{i-1}) = 4\pi f \tilde{\varepsilon}_i''(f) \omega \mu_i^* \int_{\vec{r}} \Theta(2\pi f, T_i(\vec{r})) d\vec{r} \\ \left[-\alpha_i^* a_{az}^* b_{bz} + \alpha_i a_{a\bar{b}}^* b_{b\bar{b}} \right] \frac{1}{4|\alpha_i|^2} \frac{1 - e^{-2\delta_i''}}{2\alpha_i''} \quad (\text{F. 13b})$$

$$\forall a, b \in \{x, y\}, \left(\hat{E}_{a,i}^g(z_{i-1}) \right)^* \hat{H}_{b,i}^g(z_i) = 4\pi f \tilde{\varepsilon}_i''(f) \omega \mu_i^* \int_{\vec{r}} \Theta(2\pi f, T_i(\vec{r})) d\vec{r} \\ \left[-\alpha_i^* a_{az}^* b_{bz} - \alpha_i a_{a\bar{b}}^* b_{b\bar{b}} \right] \frac{1}{4|\alpha_i|^2} \frac{\sin(\delta_i') e^{-\delta_i''}}{\alpha_i'} \quad (\text{F. 13c})$$

$$\forall a, b \in \{x, y\}, \left(\hat{E}_{a,i}^g(z_i) \right)^* \hat{H}_{b,i}^g(z_{i-1}) = 4\pi f \tilde{\varepsilon}_i''(f) \omega \mu_i^* \int_{\vec{r}} \Theta(2\pi f, T_i(\vec{r})) d\vec{r} \\ \left[\alpha_i^* a_{az}^* b_{bz} + \alpha_i a_{a\bar{b}}^* b_{b\bar{b}} \right] \frac{1}{4|\alpha_i|^2} \frac{\sin(\delta_i') e^{-\delta_i''}}{\alpha_i'} \quad (\text{F. 13d})$$

F.5 Expression finale du flux de rayonnement

En combinant les expressions générales (F. 1) et (F. 2) du flux avec les résultats (F. 3) issus de la diffusion volumique ainsi qu'avec les expressions précédentes des produits des solutions particulières, on trouve, en polarisation TE :

$$\frac{\partial \Phi_0}{\partial f \partial \vec{v}} = 2 \sum_{i=1}^p 4\pi f \tilde{\varepsilon}_i'' \int_{\vec{r}} \Theta(2\pi f, T_i(\vec{r})) d\vec{r} \Re\{\tilde{n}_0\} |C'_{0,i-1}|^2 \frac{1}{4|\tilde{n}_i|^2 |\Delta Y_{i-1}|^2} \\ \left[\beta_{1i} \frac{1 - e^{-2\delta_i''}}{2\alpha_i''} + \beta_{2i} \frac{\sin(\delta_i') e^{-\delta_i''}}{\alpha_i'} \right] \quad (\text{F. 14})$$

et en polarisation TM :

$$\frac{\partial \Phi_0}{\partial f \partial \vec{v}} = 2 \sum_{i=1}^p 4\pi f \tilde{\varepsilon}_i'' \int_{\vec{r}} \Theta(2\pi f, T_i(\vec{r})) d\vec{r} \Re\{\tilde{n}_0\} |C'_{0,i-1}|^2 \frac{1}{4|\tilde{n}_i|^2 |\Delta Y_{i-1}|^2} \\ \left[\beta_{1i} \left(1 + \frac{\sigma^2}{|\alpha_i|^2} \right) \frac{1 - e^{-2\delta_i''}}{2\alpha_i''} + \beta_{2i} \left(1 - \frac{\sigma^2}{|\alpha_i|^2} \right) \frac{\sin(\delta_i') e^{-\delta_i''}}{\alpha_i'} \right] \quad (\text{F. 14})$$

avec $\beta_{1i} = |(\tilde{n}_i - Y_{i-1})e^{-j\delta_i}|^2 + |\tilde{n}_i + Y_{i-1}|^2$ et $\beta_{2i} = 2\Re\{(\tilde{n}_i - Y_{i-1})e^{-j\delta_i}(\tilde{n}_i + Y_{i-1})^*\}$.

Ainsi le flux de rayonnement thermique peut être exprimé en fonction des outils (admittance complexe, indice effectif) utilisés pour la synthèse des filtres en couches minces.