HAL
open science

Diffusion lumineuse, Polarisation en milieu désordonné, Exaltations géantes, Métamatériaux thermiques

Myriam Zerrad

To cite this version:

Myriam Zerrad. Diffusion lumineuse, Polarisation en milieu désordonné, Exaltations géantes, Métamatériaux thermiques . Optique / photonique. Aix Marseille Université, 2017. tel-01676650

HAL Id: tel-01676650

https://hal.science/tel-01676650

Submitted on 5 Jan 2018

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.

Aix Marseille Université

Habilitation à diriger des recherches

Diffusion lumineuse,

Polarisation en milieu désordonné,

Exaltations géantes, Métamatériaux thermiques

Présentée et soutenue publiquement par

Myriam ZERRAD

Le 12/12/2017

Discipline : Electronique, Optronique et Systèmes
École Doctorale : Physique & Sciences de la Matière (ED352)

Jury :

Denis VEYNANTE, Directeur de recherche CNRS, EM2C, Saclay, président
Alain BARTHELEMY, Directeur de recherche CNRS, XLIM, Limoges, rapporteur
François GOUDAIL, Professeur IOGS, Laboratoire Charles Fabry, Palaiseau, rapporteur
Isabelle SAGNES, Directrice de recherche CNRS, C2N, Marcoussis, rapporteur

Stefan ENOCH, Directeur de recherche CNRS, Institut Fresnel, Marseille, examinateur
Michel LEQUIME, Professeur émérite ECM, Institut Fresnel, Marseille, examinateur
Claude AMRA, Directeur de recherche CNRS, Institut Fresnel, Marseille, tuteur

Philippe ADAM, Direction Générale de l'Armement, membre invité
Jacques BERTHON, Centre National d'Etudes Spatiales, membre invité

Sommaire

SOMMAIRE **3**

PREAMBULE : PARCOURS ET CURRICULUM VITAE **7**

I. UN PEU D'HISTORIQUE **9**

II. CURICULUM VITAE **12**

PARTIE I : DIFFUSION LUMINEUSE ET COMPOSANTS OPTIQUES HAUTES PERFORMANCES **17**

I. INTRODUCTION **19**

II. RAPPELS SUR LA MODELISATION **20**

A. DIFFUSION PAR LA RUGOSITE D'UN SUBSTRAT 20
B. DIFFUSION PAR LES RUGOSITES D'UN SYSTEME MULTICOUCHE 21

III. DIFFUSION SPATIALEMENT RESOLUE : ETUDE DE RUGOSITE, ROLE DE DEFAUTS, ANALYSE DE SUBSTRATS **22**

A. PROBLEMATIQUE : DIFFERENCIER LES DEFAUTS LOCALISES DE LA RUGOSITE 22
B. ANALYSEUR OPTIQUE DE SURFACE 23
C. APPLICATION A LA CARACTERISATION DE SUBSTRATS 26
D. « CONSTRUCTION » DE TOPOGRAPHIES DE SURFACE 29

IV. FONCTIONS OPTIQUES COMPLEXES ET COUCHES MINCES OPTIQUES **31**

A. ENJEUX : DIFFUSION AUX GRANDS ANGLES ET LOBES DE DIFFUSION 31
B. UNE PROBLEMATIQUE SPECIFIQUE AUX FONCTIONS OPTIQUES COMPLEXES 32

1. Substrat *32*
2. Fonctions optiques « classiques » *33*
3. Filtres complexes *36*
4. Rôle des paramètres structuraux *39*

V. METROLOGIE SPECTRALEMENT RESOLUE DE LA DIFFUSION **41**

1. Définition du besoin *41*
2. Instrument SALSA *42*
3. Performances de l'instrument en transmission *44*
4. Performances de l'instrument sur la métrologie de la diffusion *47*
5. Quelques applications *48*

VI. PERSPECTIVES **51**

VII. BILAN QUANTITATIF **52**

PARTIE II : POLARISATION EN MILIEU DESORDONNE : OPTIQUE STATISTIQUE, OPTIQUE ELECTROMAGNETIQUE **55**

I. DISCRIMINATION SURFACE/VOLUME ET STATISTIQUES D'INTENSITE **57**

II. DEPOLARISATION SPATIALE **62**

A. CAS D'UN ECLAIRAGE POLARISE 63
B. QUANTIFICATION DE LA DEPOLARISATION SPATIALE 64
C. MODELISATION ELECTROMAGNETIQUE DE LA DEPOLARISATION PAR DES SURFACES TRES RUGUEUSES 65
D. MODELISATION ELECTROMAGNETIQUE DE LA DEPOLARISATION SPATIALE PAR DES VOLUMES TRES HETEROGENES 70

III. REPOLARISATION TEMPORELLE **71**

A. ECLAIRAGE DEPOLARISE 71
B. ECLAIRAGE PARTIELLEMENT POLARISE 76

IV. ELLIPSOMETRIE SPATIALEMENT RESOLUE A UNE ECHELLE SUB-SPECKLE **78**

A. INSTRUMENT ET PROCESSUS 78
B. CARTOGRAPHIES DE POLARISATION 79
C. ANALYSES LOCALES DES GRAINS 81
D. ETUDE STATISTIQUE 83

V. DEPOLARISATION SPECTRALE **86**

VI. ROLE DES COEFFICIENTS CROISES DE DIFFUSION **89**

A. MODELE SIMPLIFIE 89
B. VALIDATION DU MODELE 90
C. SYNTHESE 91

VII. CONCLUSION ET PERSPECTIVES **94**

VIII. BILAN QUANTITATIF **95**

PARTIE III : STRUCTURES PLANAIRES MULTI-DIELECTRIQUES POUR UNE EXALTATION GEANTE DU CHAMP ELECTROMAGNETIQUE **99**

I. CONTEXTE ET NAISSANCE DE LA THEMATIQUE **101**

II. RESONANCES, POLES ET ZEROS **102**

III. PROPRIETES OPTIQUES DES COMPOSANTS PLANAIRES ET FORMALISME DES ADMITTANCES **108**

IV. EXALTATION DU CHAMP ET ABSORPTION TOTALE **113**

V. METHODE DE SYNTHESE POUR UNE RESONANCE EN ABSORPTION TOTALE **115**

A. PRINCIPE 115
B. PERFORMANCES 120
1. Finesse de la résonance *120*
2. Exaltation du champ *120*
3. Accordabilité de la résonance *121*
4. Comparaison aux plasmons *122*
C. PRISE EN COMPTE DES CONDITIONS D'UTILISATION 123
D. PROTOTYPES ET METROLOGIE ASSOCIEE 125
E. CAS LIMITE D'UNE ABSORPTION NULLE 129

VI. SYNTHESE PAR ADMITTANCE NULLE **129**

VII. PERSPECTIVES **135**

VIII. BILAN QUANTITATIF **136**

PARTIE IV : METAMATERIAUX THERMIQUES **139**

I. ANALOGIE OPTIQUE /THERMIQUE **141**

A. PROPAGATION OPTIQUE VS CONDUCTION DE LA CHALEUR 142

1. Régime spatio-temporel *142*

2. Régime harmonique *143*

B. FORMALISME DES ADMITTANCES COMPLEXES 144

1. Couches minces optiques *145*

2. Conduction dans les multicouches *146*

C. QUELQUES EXEMPLES DE MULTICOUCHES THERMIQUES 148

1. Effet de la fréquence *148*

2. Rôle de la conductivité effective *150*

II. TRANSFORMATION D'ESPACE ET MIMETISME **152**

D. PROBLEME DIRECT 154

1. Transformation de l'objet *154*

2. Définition de la cape *155*

3. Ilustration numérique : *155*

E. PROBLEME INVERSE 156

III. CONCLUSION **162**

IV. BILAN QUANTITATIF **162**

PARTIE V : BILAN ET PERSPECTIVES **165**

REFERENCES **171**

ANNEXE **183**

Préambule :

Parcours et curriculum vitae

I. Un peu d'historique

Ce mémoire a pour objectif de présenter les principales activités de recherche que j'ai pu mener depuis la soutenance de ma thèse de doctorat, soit, depuis mars 2007. Ces activités portent sur différentes thématiques qui peuvent sembler disjointes si on les considère indépendamment, mais qui sont en fait étroitement liées, tout gain d'expertise réalisé dans l'une de ces activités étant venu alimenter les autres thématiques. Le travail réalisé au cours des années permet en effet de prendre un certain recul scientifique sur les différentes problématiques posées et de réaliser que les analogies sont fortes entre ces différents domaines de l'optique, ce qui confère un gain d'efficacité tout en faisant la richesse des activités. Une autre richesse réside par ailleurs dans la diversité ou l'évolution des thèmes, qui témoigne de l'acquisition de nouvelles compétences au cours des années, ou tout simplement de la curiosité scientifique, ou d'une passion portée au métier de la recherche.

La rédaction de ce document est donc pour moi l'occasion de montrer la cohérence scientifique de mon activité de recherche dans son ensemble. Pour ce faire, avant de laisser le lecteur parcourir ce document, il me parait important d'en présenter la genèse par le biais d'un rapide historique.

Je suis ingénieure de l'Ecole Nationale Supérieure de Physique / Ecole Centrale Marseille, diplômée en 2003. La même année, j'ai obtenu un DEA Optique Image et Signal à la suite duquel j'ai effectué une thèse à l'Institut Fresnel au sein de l'équipe MAP2 sous la direction de Carole Deumié et Michel Lequime. Le travail réalisé dans ce contexte portait sur le développement de nouvelles techniques de métrologie de la lumière diffuse. J'ai ensuite été recrutée en 2007 au sein de l'équipe MAP2 (responsable Mireille Commandré) de l'Institut Fresnel en tant qu'ingénieure de recherche de l'Université d'Aix Marseille. Je fais aujourd'hui partie des membres fondateurs de l'équipe CONCEPT (responsable Claude Amra) créée en 2012.

Mes activités de recherche post-thèse ont commencé en 2007, tout d'abord dans la continuité de ma thèse, par l'étude des problématiques de ***diffusion lumineuse dans les filtres interférentiels complexes*** en collaboration avec C. Amra et M. Lequime. C'est ainsi que la ***diffusion lumineuse*** est devenue mon premier cœur de métier, avec entre autres, un accent particulier mis sur la métrologie des faibles flux et la modélisation des phénomènes de diffusion propres aux filtres interférentiels (méthodes perturbatives dans les systèmes multicouches). Au cours des années, l'activité a pris de l'ampleur et l'expertise ainsi développée sur l'instrumentation optique pour les composants de hautes performances, et sur la physique associée, nous a fait apparaître parmi les leaders européens puis internationaux du domaine. Dans le cadre de cette activité, j'ai en particulier co-encadré la thèse de Simona Liukaityte (DGA) avec M. Lequime et C. Amra et posé les jalons de « la plateforme DIFFUSIF[1] de métrologie par et pour la lumière diffuse », qui compte aujourd'hui près de 10 diffusomètres et dont les principaux instruments seront présentés dans ce manuscrit, celle-ci étant transverse à l'ensemble de mes activités. Les enjeux, travaux de recherche et faits marquants issus de cette activité seront présentés dans la partie I de ce document. On notera simplement que cette thématique est désormais l'un des axes thématiques de l'équipe CONCEPT ; elle représente une activité collaborative forte avec des partenaires socio-économiques tels que le CNES, l'ESA et la DGA ainsi que de nombreux industriels de l'optique pour le spatial (CILAS, SODERN, ASTRIUM…).

De 2007 à 2011, j'ai parallèlement travaillé en collaboration avec Laurent Gallais et Mireille Commandré dans le cadre du projet ANR FESTIC (porteur M. Lequime, consortium Institut Fresnel/ LP3 / LOA) sur ***la tenue au flux laser des couches minces optiques en régime femto-seconde***. Dans ce

cadre, j'ai acquis les principes de base de l'endommagement laser et l'un de mes principaux apports a été de mettre en place avec Benoit Mangote (doctorant MENRT) une chaine de mesure « on line » de la puissance émise par le laser permettant de mesurer la fluence reçue par le composant avec une précision meilleure que 0,1%, valeur à mettre en regard des 5% obtenus avec les capteurs commerciaux de l'époque. Cela a permis de mettre en évidence la nature déterministe de l'endommagement en régime femto-seconde. Cette activité ne sera pas détaillée dans ce manuscrit bien qu'elle ait conduit à 3 publications [2–4] dans des revues de rang A, et 8 conférences.

En 2007, nous avons commencé, avec C. Amra, à étendre nos compétences à l'analyse des milieux fortement diffusants. Le contexte était ici l'imagerie en milieu trouble qui est aujourd'hui un sujet phare, aussi bien pour le secteur du biomédical que pour ceux du transport ou de la défense… Beaucoup de techniques alors développées étaient basées sur la manipulation du degré de polarisation de la lumière, largement étudié pour les faisceaux spéculaires. Notre originalité a été de nous intéresser à l'étude du ***comportement polarimétrique de la lumière diffusée à une échelle sub-speckle***. Les premiers travaux sur ce sujet ont fait l'objet de la thèse de Jacques Sorrentini (2007-2009, PACA-BDI) que j'ai co-encadrée avec C. Amra, et nous ont permis de mettre en évidence des phénomènes tels que la dépolarisation spatiale ou la repolarisation temporelle de la lumière par des milieux diffusants, et de mieux appréhender la physique associée. S'en est suivie une étude métrologique, numérique et théorique dont l'originalité repose sur un couplage innovant entre l'optique statistique, couramment utilisée pour l'analyse du speckle, et l'optique électromagnétique, indispensable pour modéliser les effets de diffraction. Gabriel Soriano nous a ensuite rejoints en 2010 pour enrichir ce thème de son expertise sur la modélisation électromagnétique exacte des ondes diffusées par des surfaces fortement rugueuses. L'obtention du projet ANR TraMEL (porteur C. Amra, http://conceptatfresnel.wixsite.com/tramel), où je me suis impliquée à 35%, a enfin permis au thème ***Lumière complexe en milieu désordonné*** de l'équipe CONCEPT de prendre de l'envergure au niveau national et international, notamment par le biais de 15 publications de rang A en 4 ans. J'ai dans ce contexte co-encadré avec C. Amra la thèse de Ayman Ghabbach (2011-2014). Les principaux travaux de recherche réalisés dans cette thématique seront présentés dans la deuxième partie de ce manuscrit.

Ces travaux sur la polarimétrie m'ont amenée en 2009, à travailler avec Fabien Lemarchand (équipe RCMO) dans le cadre du projet ANR SEEC (Porteur Dominique Ausserré (LPEC), coordinateur local C. Amra, consortium LPEC / Institut Fresnel / IBCP) sur l'optimisation d'une technique de microscopie basée sur du contraste de polarisation. Les pistes explorées pour l'optimisation des composants multicouches nous ont rapidement amenés à trouver une alternative aux composants plasmoniques, en concevant des ***structures « tout diélectrique » générant des exaltations géantes*** accompagnées d'absorption totale en dépit des faibles indices imaginaires. Un autre point fort est que ces résonances sont totalement ajustables spectralement et angulairement. Ces travaux laissent envisager des progrès notables dans la conception de capteurs (environnement, vivant) et de micro-sources, et plusieurs brevets ont été déposés. Nous avons, entre autres, dans le cadre de la thèse de Césaire Ndiaye (2009-2012) que j'ai co-encadrée avec C. Amra, réalisé un logiciel de synthèse optique qui permet de définir une structure réalisable qui présente une ***résonance en absorption totale accompagnée d'une exaltation géante du champ*** à une localisation angulaire, spectrale et polarimétrique arbitraire et prédéfinie ; enfin nous avons mis en œuvre la métrologie associée qui est désormais intégrée à la plateforme DIFFUSIF. En 2013, Aude Lereu nous a rejoints sur une mutation via l'UMR CiNAM pour travailler sur ces phénomènes et ouvrir ces structures à de nouveaux systèmes, applications ou secteurs.

L'expertise que j'ai pu développer sur les différentes techniques numériques nécessaires aux précédents thèmes m'a alors conduite à être sollicitée en 2012 pour travailler avec Sébastien Guenneau, Michel Bellieud (mathématicien du LMGC/Montpellier), Hassan Akhouayri et Claude Amra sur l'***analogie optique/thermique***, et plus particulièrement sur l'extension des techniques de transformations d'espace au domaine de la chaleur (conduction). Ceci m'a amenée à m'impliquer étroitement dans le domaine des métamatériaux thermiques, et ce dès la naissance de la thématique à l'Institut Fresnel, qui a été tout d'abord soutenue par le CNRS et la DGA, puis par la labellisation d'un projet ANR (INPACT, porteur C. Amra, http://conceptatfresnel.wixsite.com/inpact, consortium Fresnel/LMGC/ IEMN/EM2C), où je me suis impliquée à 30%. Nous avons tout d'abord implémenté l'analogie optique/ thermique dans les cas 1D sous Matlab puis, dans le cadre du co-encadrement de la thèse de David Petiteau (2012-2015, CNRS/DGA), interfacé Matlab avec Comsol de manière à pouvoir utiliser les éléments finis pour concevoir des métamatériaux 2D et réaliser des études paramétriques de leurs performances après homogénéisation. Ce type d'analyse, courante en ingénierie optique, a apporté une vision complémentaire qui s'est étendue dans la communauté des métamatériaux. J'ai ensuite, dans le cadre du co-encadrement avec C. Amra de la thèse de Ahmed Alwakil (2015-2018, bourse ANR), réalisé les premières synthèses numériques de métamatériaux permettant le mimétisme thermique d'une forme arbitraire quelconque, puis travaillé avec Franck Enguehard, de l'EM2C, Ecole Centrale Paris, au développement d'un code autonome de diffusion thermique 2D hétérogène anisotrope (C++) en vue d'aborder le problème inverse dans le domaine des métamatériaux (contrôle des écoulements de chaleur) et sa paramétrisation. Les faits marquants de cette activité seront présentés dans la partie IV de ce document.

Pour résumer en ***quelques chiffres clés***, l'ensemble des travaux réalisés sur la période 2007-2017 m'a conduite à être auteur ou co-auteur de 50 articles dans des revues internationales de rang A (RICL), 9 brevets dont 2 avec contrats de valorisation et un licencié actuellement en cours d'extension aux USA, 188 conférences (27 invitées, 94 internationales, 67 nationales), à co-diriger 9 thèses de doctorat, à encadrer une douzaine de stagiaires d'IUT/Master/Erasmus de différentes nationalités, 1 CDD technicien, 1 CDD IE, 1 CDD IR tous financés sur fonds propres, à gérer plus d'une trentaine de contrats industriels pour un budget de plus de 100 k€ par an, soit au final une budget propre de l'ordre du M€, hors ressources humaines, sur la période, qui a permis en grande partie de concevoir et développer une dizaine d'instruments innovants pour constituer la plateforme DIFFUSIF.

Les activités scientifiques citées s'inscrivent désormais, au-delà de l'équipe Concept, dans 3 des 4 thèmes récemments introduits à l'Institut Fresnel pour la présentation et l'évaluation du laboratoire, à savoir « Nanophotonique et couches minces optiques », « Traitement de l'information et ondes aléatoires », « Electromagnétisme et métamatériaux ».

Enfin, en parallèle de mon activité au laboratoire, je maintiens une activité d'enseignement d'un volume d'environ 30h par an. A l'heure actuelle, je suis depuis 2012 responsable d'un ***module de traitement numérique du signal*** en 2A (cours en tronc commun + TP/TD) à l'Ecole Nationale Supérieure des Mines de Saint Etienne, à Gardanne en interface avec Jérome Quartana (MCF EMSE) . Ce module dont j'ai conçu la structure et le contenu a pour objectif l'acquisition des bases du traitement numérique du signal avec une application aux signaux optiques. L'exemple applicatif était ici d'extraire des informations pertinentes à partir d'images de speckle générées par les élèves.

Je donne par ailleurs quelques heures de cours complémentaires sur les capteurs optiques pour l'option Nanophotonique en 2ème année de cycle ingénieur à l'École Centrale Marseille depuis 2010.

Ces activités scientifiques et d'enseignement ont été spontanément complétées par des tâches d'intérêt collectif pour le laboratoire ou la communauté, dont notamment de nombreux travaux d'expertises (jurys de concours ITA/BIATSS, expert HCERES, comités de thèses externes, jurys de thèse…), la mise en place du site web de l'équipe et de ses projets ANR, la création de la plateforme DIFFUSIF, ma présence comme membre élu au Conseil de Laboratoire de 2008 à 2016, ma participation aux comités internationaux AFNOR / ISO définissant la normalisation de la métrologie par diffusion lumineuse, ma coordination au sein des ateliers de l'Institut Fresnel, le reviewing de nombreux articles, la maitrise d'œuvre de la réfection d'un étage du laboratoire qui abrite aujourd'hui 90% de la plateforme DIFFUSIF….

II. Curiculum vitae

Dr Myriam ZERRAD

myriam.zerrad@fresnel.fr Née le 24 juin 1979

Institut Fresnel, Aix Marseille Université, CNRS UMR 7249, D.U. Saint Jérôme, 13013Marseille

Fonctions et responsabilités actuelles

Depuis 2006 : Ingénieur de recherche de l'Université d'Aix-Marseille affectée à l'Institut Fresnel – équipe MAP2 (2006-2012) - équipe CONCEPT depuis juillet 2012 - IR 1 depuis septembre 2016

Cursus

2007 Thèse de Doctorat à l'institut Fresnel : « Nouveaux développements de la technique de diffusion lumineuse : Substrats transparents, BRDF résolue spatialement, échantillons colorés »

2003 Ingénieur de l'E.N.S. P. M. & DEA Optique, Image et Signal

Thématiques de recherche

Diffusion lumineuse et composants optiques complexes

Exaltations optiques géantes

Lumière complexe en milieu désordonné

Management des flux de chaleur

Domaines d'expertises

Instrumentation optique complexe - métrologie optique - photonique - électromagnétisme – optique statistique - photométrie – lumière parasite - calcul numérique (Matlab/Visual Basic & C++ / Comsol) – IHM (Labview / Matlab) - matériaux – couches minces optiques – capteurs optiques - composants optiques de pointe – polarisation & cohérence – speckle - champ proche et lointain – traitement du signal - gestion (budget annuel > 100k€ fonds propres + 100 k€ RH) - procédures administratives ….

Responsabilités scientifiques et contractuelles

- ✓ 2018-2022: Interface pour l'Institut Fresnel du réseau européen ACTPHAST 4.0
- ✓ 2017-2019: Porteur d'une R&T du CNES visant à étendre l'instrument SALSA au proche Infra-Rouge. Budget 75k€
- ✓ 2016-2021: Responsable de l'axe « ***Lumière et véhicule*** » de l'OpenLab ***Automotive Motion Lab*** Peugeot Citroën PSA/AMU regroupant PSA Groupe, l'ISM (UMR 7287) et l'Institut Fresnel
- ✓ Responsable de la plateforme de métrologie DIFFUSIF, plateforme instrumentale dédiée à la métrologie par et pour la lumière diffuse. Cette plateforme est constituée d'une dizaine d'instruments originaux et innovants. Les différents instruments sont conçus et développés en interne en fonction des besoins scientifiques lorsque ceux-ci nécessitent une métrologie extrême ou originale. Certains instruments sont amenés à devenir pérennes.
- ✓ 2016-2020 : Porteur pour l'Institut Fresnel du projet ANR OptiPAG, ***Nouveaux outils optiques pour l'agriculture de précision***. Partenariat avec l'UMR IRSTEA ITAP (Montpellier) et les entreprises Biogemma (Toulouse) et Shakti (Marseille) – Pour l'Institut Fresnel : 6 permanents impliqués, budget alloué au laboratoire 250 k€
- ✓ 2014-2017 : Responsable de 2 R&T consécutives du CNES sur la ***synthèse de composants dépolariseurs spéculaires parfaits***. Budget de 60 k€ et financement d'une thèse CNES / PACA.

- ✓ 2012-2016 : Responsable de 2 projets R&T consécutifs du CNES et d'une grappe de projets industriels imbriqués mettant en œuvre des contrats et collaboration de type industriels (CILAS / EADS-SODERN / CNES / ESA) et académiques (Région PACA) pour un financement de 250 k€. L'ensemble de ces projets vise à l'optimisation et à la compréhension des phénomènes de ***diffusion aux grands angles*** dans les filtres allumettes en vue d'une optimisation de la prochaine génération d'imageurs hyper-spectraux orbitaux. Ce programme de recherche a été également soutenu par la DGA via l'attribution d'une bourse de thèse en 2013.
- ✓ 2013-2017 : Projet ANR INPACT : ***Métamatériaux thermiques*** – responsable opérationnel avec une implication à 30% – collaboration avec l'EM2C (Ecole Centrale Paris), l'IEMN (Lille) et le LMGC (Montpellier) – budget 200 k€
- ✓ 2010-2014 : Projet ANR TraMEL : responsable opérationnel avec une implication à 30% – collaboration avec l'ONERA DOTA, le LATP et 4 équipes de l'Institut Fresnel (CONCEPT, SEMO, RCMO, HIPE)
- ✓ 2009-2017 : Implication dans plus d'une trentaine de contrats de recherche/entreprise dont la majorité en tant que coordinateur,
- ✓ Implication dans les projets ANR SEEC(LPEC / Institut Fresnel / IBCP: 2008-2011), Nanoref (CNAM / ICB / Institut Fresnel / LNE : 2007-2010) et FESTIC (Institut Fresnel /LP3 /LOA /CILAS : 2007-2010), dans un contrat européen KRAFT – DACO, un projet LaserLab Europe, un projet Gilibert, deux projets région blancs et un projet Carnot STAR

Encadrement

Co-direction de onze thèses de doctorat :

- ✓ *Yannick Abautret* (nov 2017-2020) : « **Signatures optiques des végétaux** »– Thèse ANR, projet OptiPAG codirigée à 40% avec R. Bendoula (40%) (IRSTEA) et C. Amra (20%)
- ✓ *Dikai Niu* (oct 2017-2020) : « **Conception et réalisation d'un nez optique** »– Thèse CIFRE PSA Groupe, OpenLab Automotive Motion Lab codirigée à 50% avec A. Lereu (50%)
- ✓ *Riccardo Catalano* (janv 2017-2020) : « **Minimiser les risques associés aux nanomatériaux employés dans les crèmes solaires à toutes les étapes du cycle de vie du produit** »– Thèse AMIdex Doc2AMU codirigée à 30% avec J. Labille (70%) (CEREGE)
- ✓ *Cyndie Poulin* (2016-2019) « **Extension des techniques d'analyses par diffusion lumineuse aux ondes THz**» thèse CIFRE – société T-waves technologies co-dirigée à 33% avec M. Triki, T waves Technologies, (33%) et H. Akhourayri (33%)
- ✓ *Quentin Ailloud* (2015-2018) « **Dépolariseurs spéculaires**» thèse CNES - Région PACA, co-dirigée à 80% avec C. Amra (20%)
- ✓ *Ahmed Alwakil* (2015-2018) « **Métamatériaux thermiques** » thèse ANR, projet INPACT, co-dirigée à 20% avec C. Amra (80%)
- ✓ *Simona Liukaytite* (2013-2016) « **Diffusion aux grands angles et filtres interférentiels complexes** » thèse DGA, co-dirigée à 60% avec M. Lequime (30%) et C. Amra (10%) soutenue le 17 novembre 2016, prix de thèse de l'ED 352 et prix de thèse Aix Marseille Université 2017
- ✓ *David Petiteau* (2012-2015) «**Invisibilité&Protection Thermique : Les Transformations Optiques pour un Contrôle des Flux de Chaleur**» thèse DGA/CNRS, co-dirigée à 33% avec C. Amra (33%) et S. Guenneau (33%), soutenue le 29 octobre 2015
- ✓ *Ayman Ghabbach*_(2011-2014) «**Métrologie de la polarisation de la lumière à l'échelle du grain de speckle: histogrammes du degré de polarisation, dépolarisation spatiale et repolarisation temporelle...** » thèse ANR, projet TraMEL, co-dirigée à 50% avec C. Amra soutenue le 30 octobre 2014
- ✓ *Césaire Ndiaye* «**Structures multidiélectriques pour une amplification géante du champ électromagnétique** » soutenue le 07 novembre 2012, thèse ANR, projet SEEC, co-dirigée à 50%

avec C. Amra

- ✓ *Jacques Sorrentini* : « **Analyse du comportement polarimétrique de la lumière diffuse: approches multi-échelle, électromagnétique et statistique** », soutenue le 2 novembre 2010, thèse CNRS/Région/Shakti co-dirigée à 50% avec C. Amra

Encadrement de CDD :

- ✓ *Marc Minda* – CDD IR -12 mois- 2015 / 2016- sur contrat de maturation SATT « **Diffusomètre blanc » -** *Quentin Ailloud* – CDD IE 6 mois - 2015,*Romain Marie* – CDD T – 1 mois - 2010

Encadrement de stagiaires :

- ✓ 8 stagiaires de Master indiens (2), algériens (2), lituanien (1), allemand (1), français (2),
- ✓ 2 stagiaires IUT

Production scientifique

- ✓ 50 publications dans des revues internationales à comités de lecture
- ✓ 9 brevets dont 2 avec contrats de valorisation et 1 licencié et étendu aux USA.
- ✓ 27 conférences invitées
- ✓ 94 conférences internationales, 67 conférences nationales

Enseignement

- ✓ Depuis 2012 : Responsable module de Traitement numérique du signal 2A (cours en tronc commun + TP/TD) à l'Ecole Nationale Supérieure des Mines de Saint Etienne, à Gardanne (30h)
- ✓ 2017 : TP de Traitement du Signal et Images à Centrale Marseille, Tronc commun 1A (24h).
- ✓ Module d'optique (21 heures de cours en tronc commun) en 2ème année de classe préparatoire INPG à l'ESISAR (Valence) (2010-2011) : optique géométrique et ondulatoire
- ✓ Cours de signaux optiques (10 heures de cours) en 3ème année de cycle ingénieur à l'École Centrale Marseille (septembre 2011)

Autres activités d'expertise et d'intérêts collectifs

- ✓ Depuis 2015 : Expert nommé par l'AFNOR pour représenter la France dans les comités internationaux de normalisation ISO de la métrologie par diffusion lumineuse, chef de la délégation française en 2017
- ✓ Expert ITRF BAP C et participations à 8 jurys de recrutement catégorie 1 depuis 2013.
- ✓ Expert HCERES : Participation à l'évaluation de l'UMR ICUBE (2017) en tant qu'expert en instrumentation optique
- ✓ 2015 : Maître d'œuvre pour la réfection et le réaménagement de l'Aile Est du 1er étage de l'Institut Fresnel - 450 m² - 6 salles d'instrumentation et 10 bureaux
- ✓ Membre d'un comité de suivi des thèses en tant qu'expert en instrumentation optique pour l'Idex Ideel Factory à Lyon
- ✓ Initiateur et organisateur de la conférence *EPOS* (***Electromagnétisme, Polarisation et optique Statistique***) à Marseille depuis 2011 (environ 80 participants)
- ✓ Membre élu du conseil de laboratoire en 2008 et 2012, Membre du groupe opérationnel « Imagerie et diagnostic » de l'Institut Carnot STAR 2010-2015
- ✓ Rewiever permanent pour Optics Express, Scientific Reports, JOSA A, Optics Letters, Applied Optics, Thin Solid films, Waves in random media, Elsevier

Partie I :

Diffusion lumineuse et composants optiques hautes performances

I. Introduction

Dans le domaine de l'optique de précision, les spécifications sont de plus en plus sévères et les bilans d'énergie doivent être établis avec une précision absolue meilleure que 10^{-6}, parallèlement à une précision relative meilleure que le pour cent. Il faut en effet que la majorité du flux optique se retrouve dans les composantes spéculaires que sont la réflexion et la transmission, ce qui requiert de minimiser les processus d'absorption et de diffusion jusqu'à des valeurs inférieures à 10^{-5} ou 10^{-6}. En effet :

- ✓ Les phénomènes d'absorption provoquent un échauffement photo-induit qui, au-delà du rayonnement thermique qui l'accompagne, est susceptible d'initier des phénomènes d'endommagement laser (fusion, claquage électrique, contraintes mécaniques…).
- ✓ Les phénomènes de diffusion viennent également accroître les pertes optiques dans la mesure où la lumière diffuse ne peut pas être concentrée dans les seules directions utiles. Par ailleurs, la répartition spatiale de cette lumière vient souvent faire chuter les taux d'isolation dans les différents canaux optiques de communication ou d'imagerie.

Ces effets peuvent être extrêmement pénalisants pour certaines applications, en particulier pour les miroirs de gyrolaser ou les miroirs pour les ondes gravitationnelles où la diffusion lumineuse impose la zone aveugle et le niveau de détectivité, respectivement.

J'ai eu l'occasion de travailler activement sur la thématique de l'endommagement laser au sein de l'équipe MAP2 de l'Institut Fresnel, de 2007 à 2011. Ces travaux ont donné lieu à 3 publications de type RICL[2–4], mais ils ne seront pas décrits dans ce document.

Le thème de la diffusion lumineuse est un thème historique du laboratoire et j'ai eu l'occasion d'y consacrer de nombreux efforts depuis 2007. L'institut Fresnel était positionné depuis près de 20 ans comme un leader sur ce thème, notamment grâce à :

- ✓ une modélisation et des codes de calcul développés en interne pour prédire les répartitions de lumière diffusée par les rugosités d'interface et les hétérogénéités de volume dans les systèmes multicouches. Nous ne reviendrons pas sur cet aspect qui a été largement publié [5–13]
- ✓ Un outil de métrologie parfaitement adapté à la confrontation avec la modélisation, dans la mesure où il donnait accès à la mesure de diffusion dans tout l'espace avec une détectivité de 10^{-6}, et ceci sur quelques raies laser visibles[14].
- ✓ Un appui systématique sur les techniques de synthèse et de fabrication de filtres multicouches, qui sont le moteur de ces études.

Toutefois, depuis les années 2000, plusieurs « ruptures » ont eu lieu dans le domaine des couches minces optiques, à la fois dans le domaine de la synthèse et des technologies de fabrication des composants, ainsi que pour le polissage des substrats. En particulier on sait aujourd'hui réaliser et superposer plusieurs centaines de couches minces pour atteindre un gabarit optique portant sur l'intensité ou la phase spectrale ou angulaire… Dans ce contexte il a fallu revoir entièrement les outils

dont nous disposions sur le thème de la diffusion lumineuse, afin de lever un certain nombre de verrous qui paraissaient inatteignables jusqu'alors :

- ✓ Avec des surfaces polies jusqu'à des rugosités inférieures à une fraction de nm, le rôle des défauts localisés a pris une place considérable. Il fallait ainsi mettre en œuvre de nouvelles techniques pour extraire le rôle de ces défauts dans la valeur de la rugosité.
- ✓ D'autres techniques devaient également être développées pour accéder à la topographie de surface, alors que nous étions jusqu'ici limités à une analyse par spectre de rugosité.
- ✓ Les codes de calcul de diffusion ne fonctionnaient plus pour des filtres complexes, dont il fallait ajuster le positionnement des lobes de diffusion. Ces codes ont été entièrement remaniés dans le but de les associer aux processus de synthèse des filtres.
- ✓ Enfin, il était important de penser « au-delà des couches minces optiques », en développant des systèmes de mesure simplifiés pour d'autres applications (agroalimentaire, cosmétique…)

Les travaux menés pour répondre à ces différentes problématiques sont présentés ci-après. Pour chacune de ces problématiques, nous tacherons de présenter les phénomènes physiques en jeu et la manière de les prendre en compte dans les modèles. Par ailleurs, un intérêt particulier sera porté à l'activité phare de cette thématique qui est le développement d'une instrumentation optique de pointe dédiée à la métrologie fine par et pour la mesure de la lumière diffuse.

II. Rappels sur la modélisation

Dans ce paragraphe nous rappelons très brièvement quelques notions indispensables à la compréhension des travaux que nous avons menés, et qui sont présentés en sections III et IV.

A. Diffusion par la rugosité d'un substrat

A l'échelle du nanomètre, les surfaces optiques doivent être considérées comme rugueuses ; elles diffusent en effet une partie du flux incident dans toutes les directions de l'espace, phénomène qualifié de diffusion lumineuse. Compte tenu des faibles rugosités eu égard à la longueur d'onde d'éclairement, c'est-à-dire des faibles niveaux de pertes, la répartition spatiale de la lumière diffuse, ou indicatrice de diffusion[15,16], peut-être simplement prédite avec une théorie électromagnétique du premier ordre. On obtient de façon classique :

$$I\left(\vec{\sigma},\vec{\sigma}_0\right)=D\left(\vec{\sigma},\vec{\sigma}_0\right)\gamma\left(\vec{\sigma}-\vec{\sigma}_0\right) \qquad \textbf{(1)}$$

où:

- ✓ σ et σ_0 sont les pulsations spatiales diffusées et incidentes, que l'on peut relier, dans un milieu d'indice n_0 et pour la longueur d'onde λ, aux angles de diffusion (θ,ϕ) et d'éclairement (i,ϕ) comme :

$$\sigma=\frac{2\pi n_0}{\lambda}\sin\theta\left|\begin{matrix}\cos\phi\\ \sin\phi\end{matrix}\right. \qquad et \qquad \sigma_0=\frac{2\pi n_0}{\lambda}\sin i\left|\begin{matrix}\cos\phi\\ \sin\phi\end{matrix}\right. \qquad \textbf{(2)}$$

- ✓ *I* désigne l'intensité électromagnétique, i.e. le flux diffusé par unité d'angle solide normalisé au flux incident. On écrit souvent :

$$I(i,\lambda,\theta) = BSDF(i,\lambda)\cos\theta \qquad \textbf{(3)}$$

où la BSDF est la fonction de distribution bidirectionnelle du coefficient de luminance, que l'on désigne habituellement par l'acronyme du terme anglais Bidirectional Scattering Distribution Function. Lorsque l'on s'intéresse uniquement à la partie réfléchie de cette lumière diffusée (par exemple, parce que l'échantillon considéré est opaque), on parlera de BRDF (pour Bidirectional Reflectance Distribution Function). De la même manière, lorsque seule la partie transmise est prise en compte, on parlera de BTDF (pour Bidirectional Transmittance Distribution Function)

- ✓ D est un coefficient optique réel donné par la théorie. Ce coefficient ne dépend pas de la topographie de la surface, mais uniquement des indices optiques des milieux et des conditions d'éclairement et d'observation

- ✓ γ est le spectre de rugosité de la surface, et est défini par :

$$\gamma = \frac{4\pi^2}{S}\left|\tilde{h}(\sigma_x,\sigma_y)\right|^2 \qquad \textbf{(4)}$$

où *S* est la surface éclairée au niveau de l'échantillon, et $\tilde{h}(\sigma_x,\sigma_y)$ la transformé de Fourier du profil *h(x,y)* de la surface

Ces premiers éléments permettent de rappeler comment une surface est caractérisée par diffusion lumineuse. Il suffit en effet de mesurer la grandeur *I*, puis de la diviser par le coefficient calculé *D*, pour obtenir le spectre de rugosité. L'intégrale de ce spectre dans la bande passante de mesure donne alors accès à la rugosité quadratique δ de la surface :

$$\delta^2 = \int_\sigma \gamma(\sigma)d\sigma = \left(\frac{2\pi n_0}{\lambda}\right)^2 \int_{\phi=0}^{\phi=2\pi}\int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} \gamma(\theta,\phi)\sin\theta\cos\theta d\theta d\phi \qquad \textbf{(5)}$$

B. Diffusion par les rugosités d'un système multicouche

La théorie précédente se généralise aisément au cas des systèmes multicouches[9,10,12,13]. En effet, lorsqu'un filtre est éclairé, chaque interface rugueuse est excitée par le champ optique stationnaire dans l'empilement. La lumière diffusée par chaque surface émerge ensuite de l'empilement en réflexion et transmission, après réflexions multiples. Il reste ensuite à sommer en champ lointain les champs diffusés par toutes les interfaces. Au final, l'intensité diffusée s'écrit sous la forme :

$$I = \sum_{i,j,i\neq j} C_i C_j^* \gamma_{ij} \qquad \textbf{(6)}$$

où :

- ✓ C_{ij} est un coefficient complexe donné par la théorie. Il ne dépend que de la formule de l'empilement et des conditions d'éclairement et d'observation.

- ✓ $\gamma_{ij} = h_i h_j^*$ est la transformée de Fourier de la fonction d'inter-corrélation entre les surfaces i et j

Il est d'usage d'introduire un coefficient d'inter-corrélation α_{ij} entre interfaces. Celui-ci est défini comme :

$$\gamma_{ij} = \alpha_{ij}\gamma_j \tag{7}$$

Ce paramètre quantifie une ressemblance entre les profils des surfaces *i* et *j*, et joue le rôle de cohérence mutuelle entre les sources de diffusion aux différentes interfaces[8]. En d'autres termes, le coefficient d'inter-corrélation pilote le niveau d'interférences entre les ondes de diffusion. On obtient en effet pour des surfaces décorrélées ($\alpha_{ij} = 0$), une expression sous la forme d'une somme de termes quadratiques:

$$I = \sum_i |C_i|^2 \gamma_{ii} \tag{8}$$

A l'inverse, pour une corrélation parfaite ($\alpha_{ij} = 1$), l'intensité s'écrit comme :

$$I = \gamma_s \; 2\,\Re\left(\sum_{i<j} C_i C_j^*\right) \tag{9}$$

avec γ_s le spectre du substrat qui a été répliqué dans tout l'empilement. D'après la formule précédente, on voit ici qu'il est possible d'exalter ou d'inhiber la diffusion, voire de l'annuler…, selon la valeur des coefficients C_i. Cette remarque est à l'origine des effets anti-diffusants[17] aujourd'hui utilisés pour la réalisation d'absorbeurs de lumière.

Signalons pour conclure que des théories analogues ont été développées pour tenir compte de la diffusion de volume[9,11] dans les substrats et les systèmes multicouches. Toutefois, avec les technologies modernes de fabrication de filtres (pulvérisation assistée, magnetron sputtering…), les matériaux en couches minces sont amorphes et extrêmement denses, de sorte que la diffusion de surface est largement dominante.

III. Diffusion spatialement résolue : étude de rugosité, rôle de défauts, analyse de substrats

A. Problématique : Différencier les défauts localisés de la rugosité

Dans les composants optiques modernes, la qualité du polissage des substrats (typiquement $\delta < 0.1$nm) et la qualité des dépôts (Dual Ion Beam Sputtering, Magnetron Sputtering…) sont telles que les principales sources de diffusion lumineuse ne sont plus les rugosités d'interface ou les hétérogénéités de volume uniformément et aléatoirement distribuées. A ce niveau de précision, ce sont en effet quelques défauts localisés qui sont à l'origine des faibles flux diffusés (10^{-6} du flux incident). Ces défauts peuvent tout d'abord résulter de piqûres dans le substrat, ou de micro-rayures, ou de poussières…, et vont être répliqués par les couches minces qui constitueront le filtre. Par ailleurs, au cours de la fabrication du composant, d'autre accidents de croissance interviennent et génèrent de nouveaux défauts localisés. D'une façon générale, ces défauts modifient le bilan d'énergie optique et initient les phénomènes d'endommagement sous flux lumineux.

Pour quantifier ce phénomène, on peut s'intéresser aux modélisations présentées Figure 1. On considère ici l'indicatrice de diffusion calculée pour une surface de 500 µm de côté exempte de tout défaut localisé (courbe bleue), puis présentant une dizaine de défauts localisés (courbe rouge). Les défauts considérés ici présentent une dimension latérale de l'ordre de quelques longueurs d'onde et une hauteur variant entre 100 et 200 nm. On peut voir que les BRDF sont sensiblement différentes sans toutefois présenter de caractéristiques discriminantes. Si maintenant on extrait de ces indicatrices de diffusion la rugosité quadratique moyenne de l'ensemble de la surface éclairée, on obtient 3,93 nm pour la surface présentant quelques défauts, soit 4 fois la rugosité intrinsèque de la surface (0,87 nm). Ces résultats vont bien sûr dépendre de la nature des défauts (indice optique, taille et forme) et de leur distribution spatiale.

Cette ambiguïté sur la mesure de l'état de surface est tout d'abord gênante pour analyser les méthodes de polissage, ou pour quantifier la qualité d'un lot d'échantillons à réception. Par ailleurs, elle crée également une confusion dès lors que l'on cherche à modéliser les phénomènes de diffusion dans les filtres. On comprend donc, par cette simple illustration, la problématique que pose la présence de défauts localisés sur les surfaces étudiées, et l'intérêt d'être capable d'extraire cette contribution dans la valeur donnée pour la rugosité intrinsèque du substrat.

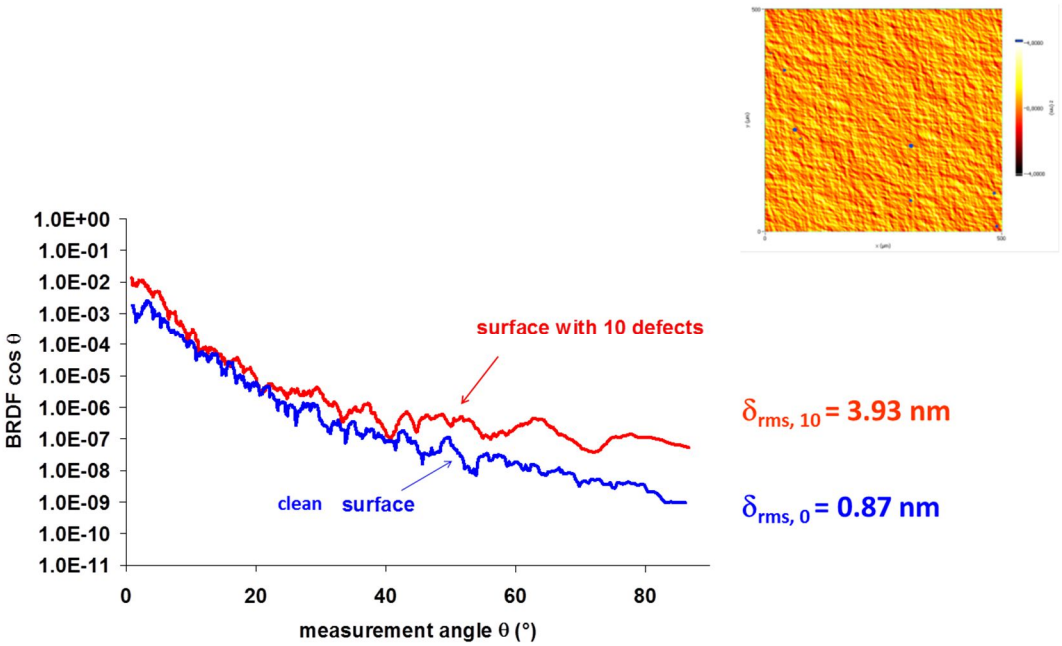

Figure 1 : Modélisation des indicatrices de diffusion dans le cas d'une surface exempte de tout défaut localisé (rugosité intrinsèque), et présentant 10 défauts localisés sur une région de 500 µm de côté

B. Analyseur Optique de Surface

Pour répondre à ce besoin, nous avons mis en œuvre un Analyseur Optique de Surfaces (AOS) ou diffusomètre spatialement résolu[18]. Le principe de base de ce nouvel instrument, proposé par M. Lequime, réside dans une propriété caractéristique des milieux perturbatifs qui est de conserver un « effet mémoire infini ». Dit plus simplement, la diffusion angulaire est proportionnelle au spectre de rugosité pris en la valeur $\beta = \sigma - \sigma_0$; pour balayer ce spectre, qui servira à analyser la surface, il est

donc possible de scanner la pulsation spatiale incidente (σ_0) ou diffusée (σ). Ceci a pour effet de rendre symétriques les mouvements des bras de reprise ou d'éclairage sur la mesure d'une BRDF. Ainsi, pour les composants optiques de précision, une mesure à angle de détection $\theta = \alpha$ fixe et angle d'incidence *i* variable est équivalente à une mesure « classique » de diffusion où l'angle d'incidence est fixe $i=\alpha$ et l'angle de reprise θ varie, le détecteur effectuant une rotation autour de l'échantillon.

La possibilité d'avoir un détecteur fixe et un bras d'illumination tournant a pour énorme avantage d'autoriser l'utilisation d'une caméra CCD doublée d'un système imageur comme détecteur. On va ainsi faire une image de l'échantillon pour chaque angle d'incidence. Le schéma de principe de l'AOS est donné Figure 2. L'ensemble des optiques utilisées pour le système d'éclairage et de reprise seront par ailleurs télécentriques, ce qui garantit que chaque pixel p_{ij} de la matrice CCD est en parfaite bijection avec la surface élémentaire ΔS_{ij} qu'il image. De ce fait, l'intégralité des photons reçus par p_{ij} provient de la lumière diffusée par la surface ΔS_{ij} et est récoltée dans l'angle solide $\Delta\Omega$. La télécentricité garantit par ailleurs que l'angle solide de collection $\Delta\Omega$ est le même pour l'ensemble des surfaces ΔS_{ij}, ainsi que son rayon moyen qui fixe l'angle de la *BRDF*.

Le système d'éclairage est positionné sur un bras motorisé effectuant une rotation centrée sur l'échantillon. Il est constitué de 2 systèmes optiques télécentriques qui imagent la sortie de la fibre d'éclairage dans un plan intermédiaire puis sur la face avant de l'échantillon. A ceci, s'ajoute un diaphragme d'ouverture variable positionné dans le plan image intermédiaire. Celui-ci permet, en évoluant en fonction de l'angle d'incidence, de conserver une zone éclairée de taille et forme constante sur la surface de l'échantillon, soit un carré de 20 mm de côté en configuration nominale. Enfin le montage est optimisé pour la longueur d'onde de 840 nm, longueur d'onde centrale d'émission de la diode super radiante (SLD) utilisée comme source.

L'ensemble des éléments constitutifs du montage est présenté dans les publications[18–21] de sorte que nous ne les détaillerons pas dans ce manuscrit. On notera seulement à ce stade que le système permet la mesure de BRDF spatialement résolue sur un échantillon de 25 mm de diamètre. Ainsi pas moins de 10^6 indicatrices de diffusion sont enregistrées en parallèle, chacune correspondant à une surface de 26 µm de coté sur l'échantillon en bijection avec chacun des 1024 x 1024 pixels de la matrice CCD.

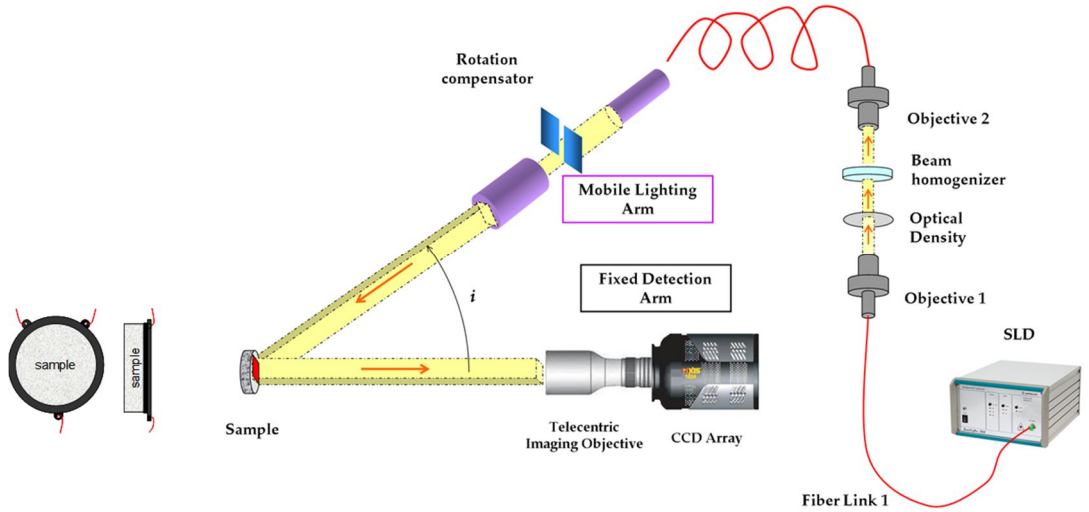

Figure 2: Analyseur Optique de Surfaces : schéma de principe

Ce diffusomètre spatialement résolu est étalonné, comme tout diffusomètre, par la mesure d'un échantillon de référence de type lambertien. Un exemple d'images brutes acquises lors d'une mesure d'étalonnage est donné en Figure 3 pour différents angles d'incidence.

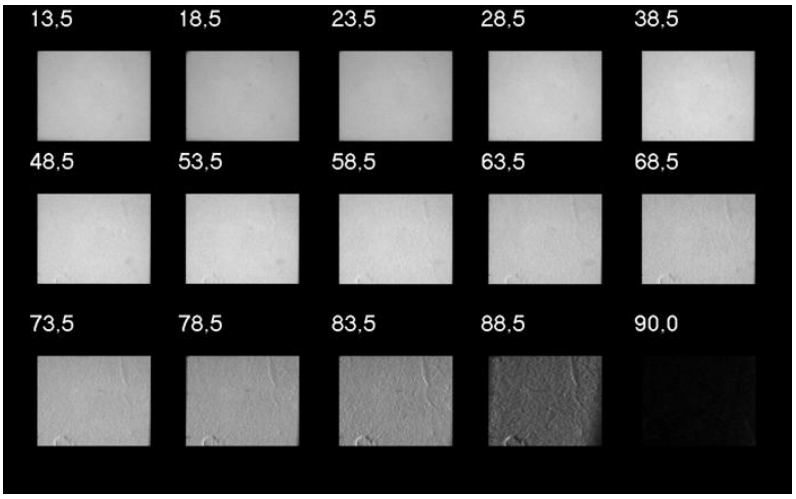

Figure 3 : Images d'un échantillon de calibration à différents angles d'incidence

Pour chaque pixel, on calcule la constante d'étalonnage, qui permet de définir la fonction d'appareil pour chaque élément de surface. Un exemple d'accord entre la réponse théorique du diffuseur et la mesure étalonnée est donnée Figure 4, ainsi qu'une cartographie de la constante de calibration.

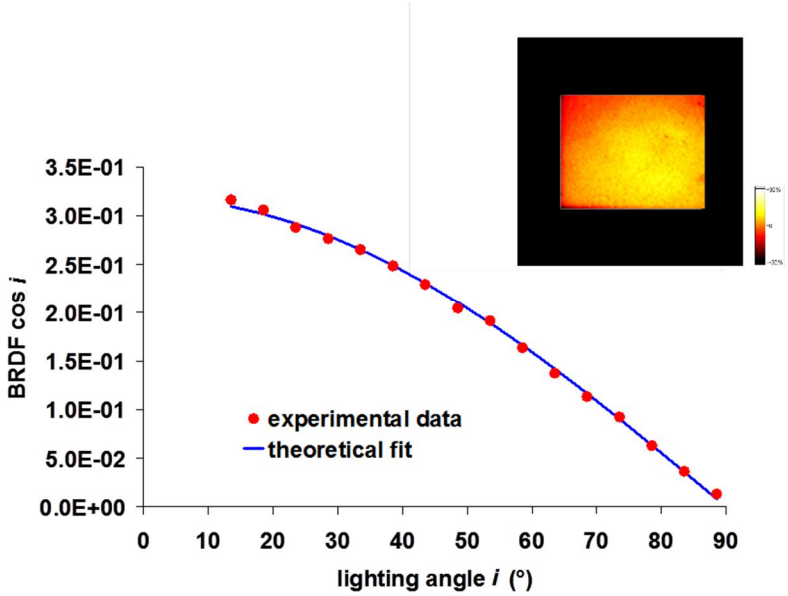

Figure 4 : Exemple du signal enregistré sur chaque pixel, avec l'accord calcul mesure pour la calibration.

En haut : cartographie de la constante de calibration

Enfin, comme illustré Figure 5 par la signature de l'instrument mesurée sur un pixel, le seuil de détectivité de l'instrument est aux environs de 10^{-8} sr^{-1} qui est le niveau de diffusion de Rayleigh des particules de l'air, donc le niveau le plus bas mesurable dans l'air.

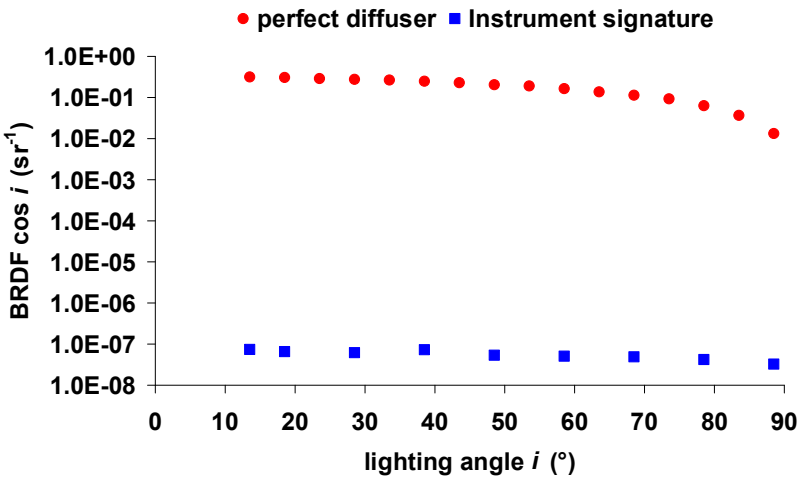

Figure 5: Mesure du seuil de détectivité et de l'échantillon de calibration sur un pixel

On notera que la détectivité extrême de ce dispositif impose de le positionner dans un environnement protégé des poussières, mais aussi et surtout protégé de toute source de lumière parasite. En effet, pour donner un ordre de grandeur, le système, en particulier grâce à l'utilisation d'une caméra CCD à bas bruit et refroidie, permet de détecter la présence d'un unique photon sur une période de plusieurs minutes de pose. On comprend ainsi que toute source de photon(s) parasite(s), c'est-à-dire provenant d'une autre source que la surface de l'échantillon, est à proscrire pour la qualité de la mesure. Pour cette raison, nous avons fait construire un caisson noir et optiquement isolé du reste de la pièce autour de la table optique et de l'intégralité de l'instrument.

C. Application à la caractérisation de substrats

L'analyseur optique de surface a été développé pour permettre de discriminer les pertes par diffusion lumineuse induites par les défauts localisés, de celles qui sont générées par la rugosité de la surface éclairée. Il a donc été utilisé majoritairement pour la caractérisation de substrats[22,23]. On peut voir Figure 6 un exemple d'application pour un substrat de silicium. Pour une question de lisibilité, nous avons choisi de tracer la cartographie du TIS, à savoir l'intégration sur le demi-espace réfléchi des indicatrices de diffusion enregistrées. La cartographie présentée ici donne la répartition spatiale du TIS sur un échantillon de 18 mm de côté avec une résolution de 26 µm. L'échelle de couleur correspond au log du TIS. Elle met en évidence la présence de points chauds et de zones froides, ce qui permet en premier abord de localiser les défauts et de quantifier les pertes par diffusion qu'ils génèrent.

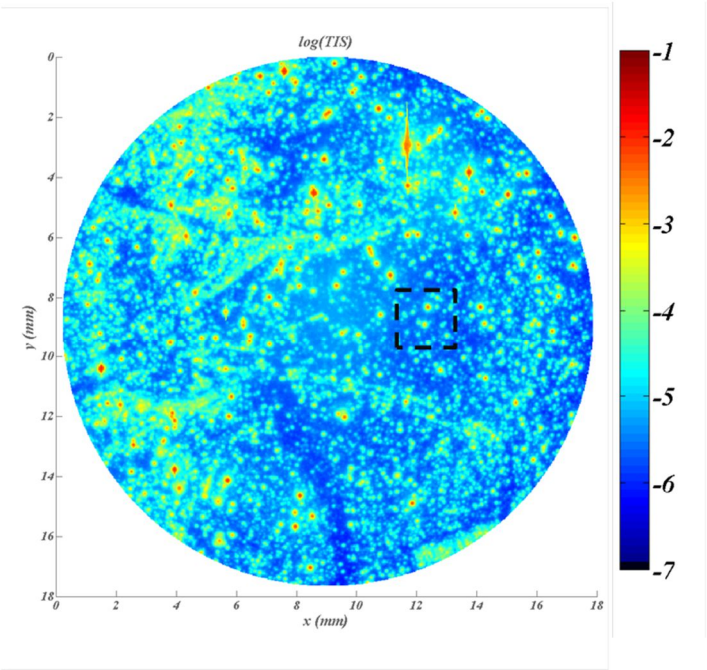

Figure 6 : Cartographie de la diffusion totale intégrée (TIS) mesurée sur le demi-espace réfléchi

Intéressons-nous maintenant au signal mesuré dans son intégralité, i.e. en prenant en compte les indicatrices angulaires et pas seulement leurs intégrales. Pour visualiser cela, Figure 7, effectuons un zoom sur le carré noir défini Figure 6 à l'intérieur duquel on choisit 2 zones de 10x10 pixels, l'une présentant un défaut, l'autre non.

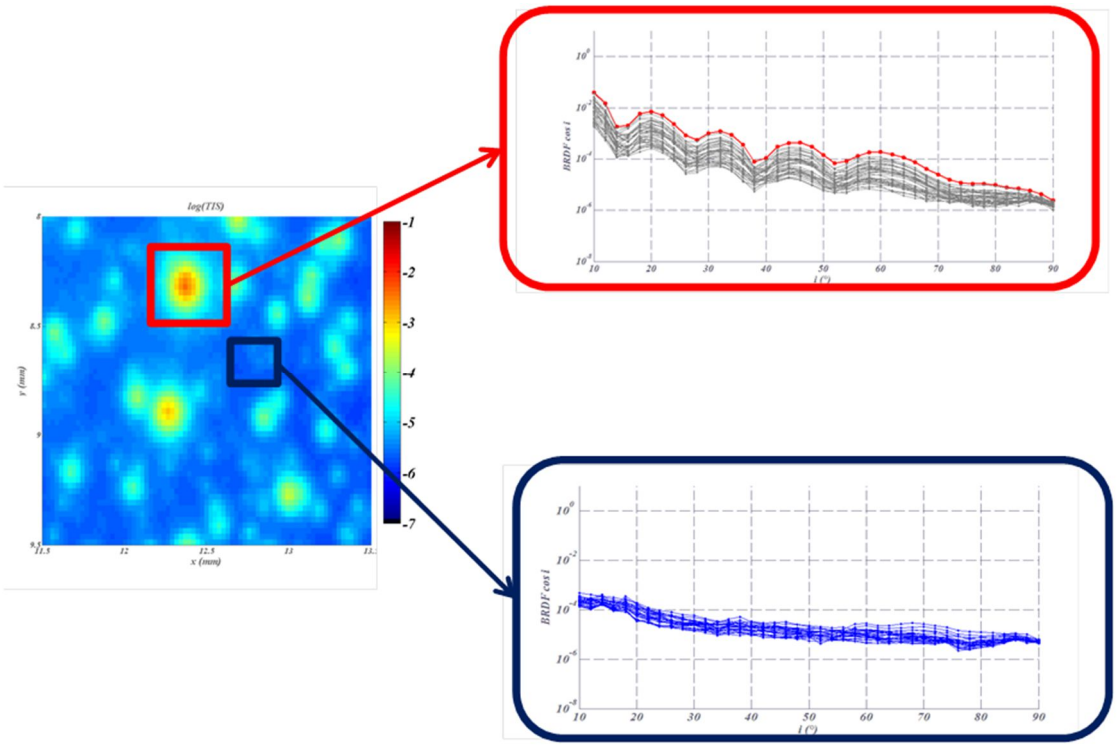

Figure 7 : Indicatrices de diffusion enregistrées sur une zone présentant un défaut (carré rouge) et une zone sans défaut (carré bleu)

Si l'on trace à droite du graphique les indicatrices de diffusion enregistrées pour chacune des 100 surfaces élémentaires de chaque zone, on peut voir que pour la zone sans défauts, les indicatrices sont relativement lisses et sans variations fortes de niveau. Les indicatrices enregistrées sur la zone rouge présentent, quant à elles, des oscillations qui sont caractéristiques de la figure de diffraction ou de la dimension transverse du défaut. On note par ailleurs que l'indicatrice de plus haut niveau (tracée en rouge) permet de localiser le défaut. Les autres indicatrices ont des variations angulaires fortement corrélées à la précédente car elles sont dues à la convolution du signal élevé enregistré sur le pixel central par la réponse percussionnelle du système. La conséquence est que pour l'ensemble des points de mesures présentant ces caractéristiques, le signal mesuré n'est pas représentatif de la réponse de la surface élémentaire correspondante. On va donc les enlever en faisant un test sur la corrélation angulaire avec les indicatrices des pixels adjacents, et ce afin de ne compter les défauts qu'une seule fois et, en outre, de ne pas extraire d'information erronée sur la rugosité.

Nous avons pour cela développé des algorithmes de recherche des indicatrices présentant une évolution angulaire caractéristique des défauts, pour les localiser sur l'ensemble de la cartographie. Les indicatrices adjacentes corrélées à celles des défauts sont extraites des données exploitables. On peut ensuite déduire de ce traitement 2 cartographies couplées telles que celles présentées Figure 8. La première localise les défauts tout en quantifiant le niveau de pertes par diffusion qu'ils génèrent. La deuxième extrait la rugosité locale avec une résolution de 26 µm de coté sur les zones ne présentant pas de défauts. Pour rappel, il ne s'agit pas ici d'un échantillon de qualité extrême (polissage et propreté), mais d'un substrat de silicium choisi pour sa forte quantité de perturbations afin de servir de test à l'ensemble de l'instrumentation.

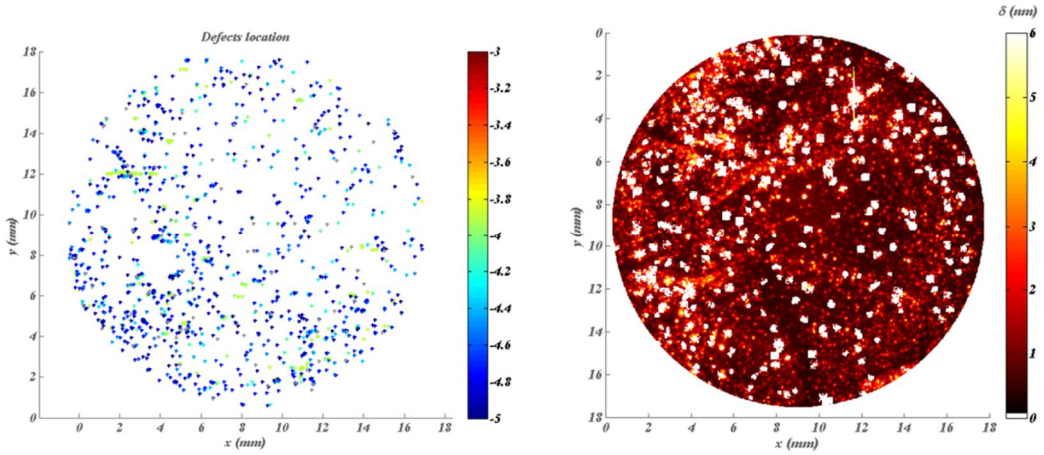

Figure 8 : Cartographies extraites d'une mesure avec l'analyseur optique de surfaces – Gauche : localisation des défauts et niveau de pertes par diffusion correspondant. Droite : cartographie de la rugosité locale après extraction du poids des défauts

Enfin, compte tenu du nombre important de données enregistrées, ce type de mesure est particulièrement adapté à une analyse statistique des surfaces étudiées. On peut, par exemple, s'intéresser, comme c'est le cas Figure 9, aux histogrammes définissant le nombre de défauts pour chaque niveau d'intensité diffusé. Le cas échéant, ces histogrammes pourraient être corrélés à la taille des défauts.

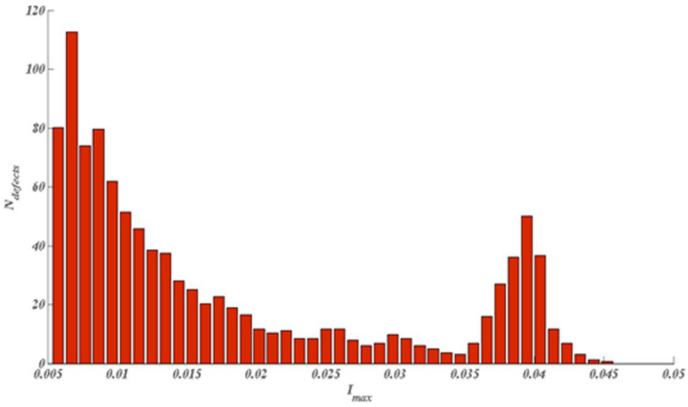

Figure 9 : histogramme des défauts localisés en fonction du niveau diffusion qu'ils génèrent

D. « Construction » de topographies de surface

En complément de l'étude du rôle des défauts localisés, nous avons travaillé à l'utilisation de cet instrument pour reconstruire des cartographies de rugosité locale[19,20]. On peut voir Figure 10, une reconstruction effectuée d'après une mesure de diffusion spatialement résolue. La cartographie est complétée par des extractions de profils de lignes et colonnes à droite. Les valeurs de rugosité sont obtenues par intégration du spectre de rugosité mesuré pour chaque pixel dans tout le domaine angulaire, de sorte que l'on analyse ici la variation de rugosité d'un pixel à l'autre, ce qui est différent d'une reconstruction de topographie.

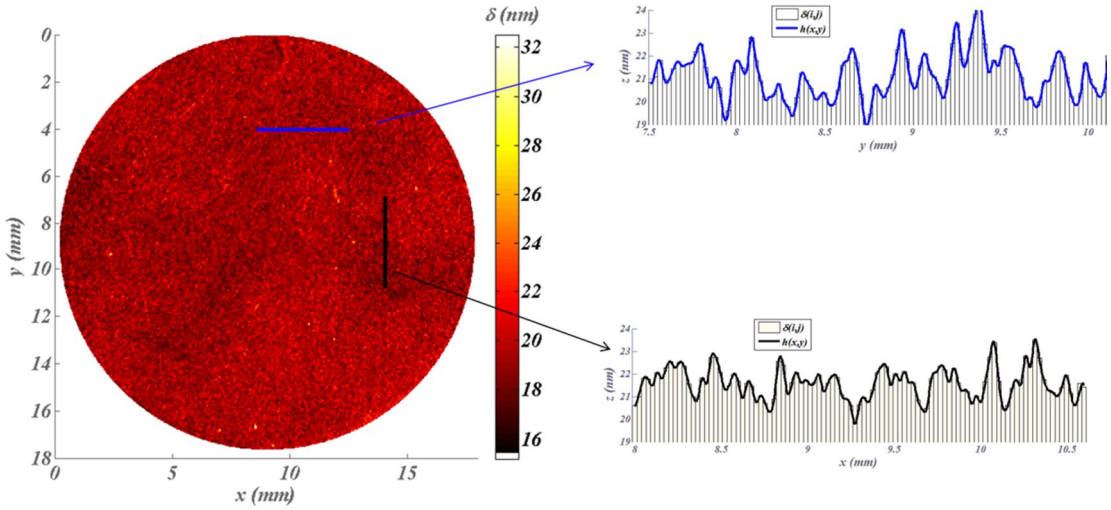

Figure 10 : Exemple d'extraction d'une topographie de surface

L'histogramme donnant la répartition des rugosités quadratiques locales est tracé Figure 11. Il indique une rugosité moyenne de 19 nm avec un écart-type normalisé de 7%. On notera que l'échantillon considéré ici a volontairement été choisi fortement rugueux afin de considérer uniquement sa rugosité. La rugosité est néanmoins suffisamment faible pour rester dans le domaine de validité des modèles perturbatifs.

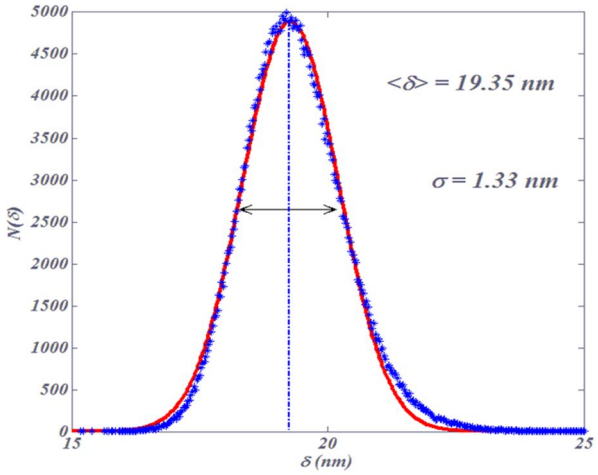

Figure 11 : histogramme de la rugosité quadratique locale

En complément de ces approches, un travail est actuellement en cours avec Jalal Fadili du GreyC à Caen pour compléter cette approche par des algorithmes de reconstruction de phases dans le but de reconstruire la topographie de la surface mesurée à partir de la seule mesure d'intensité.

IV. Fonctions optiques complexes et couches minces optiques

A. Enjeux : Diffusion aux grands angles et lobes de diffusion

Cette problématique est née à la fin des années 2000 avec la volonté des acteurs du spatial, de la défense, puis de la métrologie optique dans son ensemble, de réduire les tailles des détecteurs spectralement fonctionnalisés. La première application visée est le développement d'une nouvelle génération d'imageurs multi-spectraux plus rapides et plus légers. Différentes technologies ont pour cela été proposées, à la fois pour les matériaux (filtres tout-diélectriques, filtres plasmoniques, gélatines…) et la géométrie (micro-structuration sous forme de barrettes ou de macro-pixels…). Les structures entièrement diélectriques apparaissent dans ce contexte comme celles qui permettent d'atteindre les exigences des donneurs d'ordre (bande passante, raideur de flanc, bande de réjection, stabilité…). On se heurte alors tout d'abord à une double difficulté qui consiste à réaliser des structures multicouches complexes (plus d'une centaine de couches minces) sur des dimensions de l'ordre de la dizaine de microns, ce qui requiert d'associer les technologies de micro-structuration avec celles de fabrication de couches minces.

Mais au-delà de ce problème, on doit également faire face à de nouveaux phénomènes de diffusion qui viennent limiter les taux d'isolation entre les différents canaux d'imagerie. En effet, l'utilisation de filtres interférentiels complexes décuple d'une part les niveaux de diffusion, et les concentre d'autre part dans des directions particulières qualifiées de « lobes de diffusion ». De façon plus générale, les indicatrices de diffusion sont particulièrement « chahutées » avec la direction ou la longueur d'onde, et ceci constitue un frein supplémentaire à la fabrication des micro-imageurs.

Pour cela il est indispensable :

- ✓ De disposer de modèles robustes pour prédire les variations spectrales et angulaires de la lumière diffuse tout en prenant en compte les conditions d'utilisation du filtre (polarisation, angle d'incidence, longueur d'onde), mais aussi les paramètres structuraux du composant (formule, indices, épaisseurs, rugosité, spectre de rugosité (DSP), corrélation entre les différentes interfaces); ces derniers sont fortement dépendants des matériaux et techniques de dépôt utilisés. Nous avons donc, à partir de 2011, optimisé et adapté les codes de calcul en C++ pour qu'ils puissent être interfacés avec un environnement Matlab®, et pour qu'ils puissent fonctionner dans le cas des filtres complexes avec une grande résolution spatiale et spectrale.

- ✓ De disposer d'une métrologie irréprochable, à la fois en termes de précision, de détectivité et de rapidité. Une nouvelle expérimentation a ainsi pu être développée grâce à de nombreux supports financiers : R&T CNES, thèse DGA, projet Région, projet MI CNRS…, et à une grappe de contrats industriels imbriqués bénéficiant d'un support du CNES et de l'ESA.

- ✓ De procéder systématiquement à de nombreuses confrontations des mesures avec les modèles, pour rétroagir sur la fabrication, identifier les paramètres clés et choisir en conséquence la formule de filtre la mieux adaptée.

Nous nous consacrerons dans un premier temps aux prédictions théoriques des phénomènes avant de définir les outils métrologiques adaptés à cette problématique.

B. Une problématique spécifique aux fonctions optiques complexes

Comme nous l'avons vu en partie II, la répartition spatiale et angulaire de la lumière diffusée par un filtre optique interférentiel lors de son utilisation dépend de nombreux paramètres tels que la formule de l'empilement ou la topographie du substrat, mais aussi de celle de chaque interface de l'empilement et de leurs niveaux de corrélations mutuelles. On notera à ce stade que pour le cas particulier des couches minces optiques, les technologies de dépôts sont suffisamment maîtrisées pour garantir que la diffusion de volume qui proviendrait d'une hétérogénéité d'indice à l'intérieur des monocouches est négligeable devant les effets de diffusion surfacique. On considérera donc essentiellement la diffusion de surface pour les composants multicouches. Dans cette partie nous analysons le comportement en diffusion de fonctions optiques de complexité croissante afin de mieux appréhender les problématiques propres à la gestion de la lumière parasite.

1. *Substrat*

Le premier constituant de tout filtre optique est le substrat sur lequel il est déposé. Dans l'étude qui suit, nous allons considérer un substrat de silice présentant une qualité de polissage P4 et dont le spectre de rugosité a été mesuré sur la bande passante d'intérêt par interférométrie en lumière blanche (Zygo New View 7300). L'indicatrice de diffusion calculée pour ce substrat à la longueur d'onde de 633 nm est donnée Figure 12 pour les deux polarisations S (TE) et P (TM). La Figure 13 présente l'évolution des mêmes quantités en fonction de l'angle de diffusion et de la longueur d'onde d'éclairement, également pour les 2 polarisations.

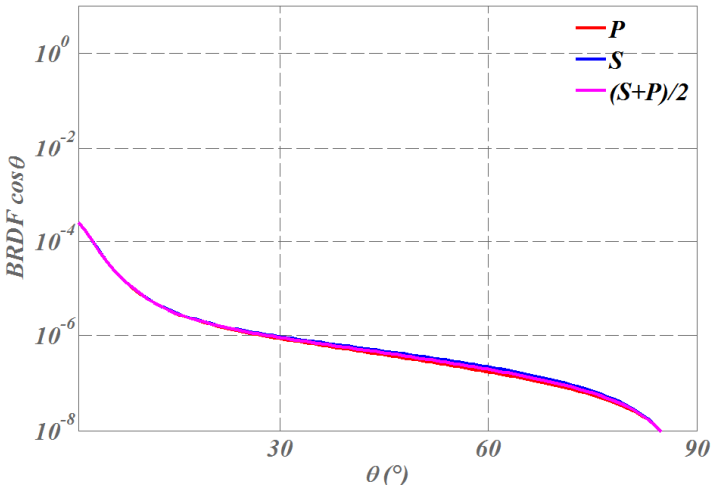

Figure 12 : Indicatrice de diffusion calculée pour un substrat de type S1

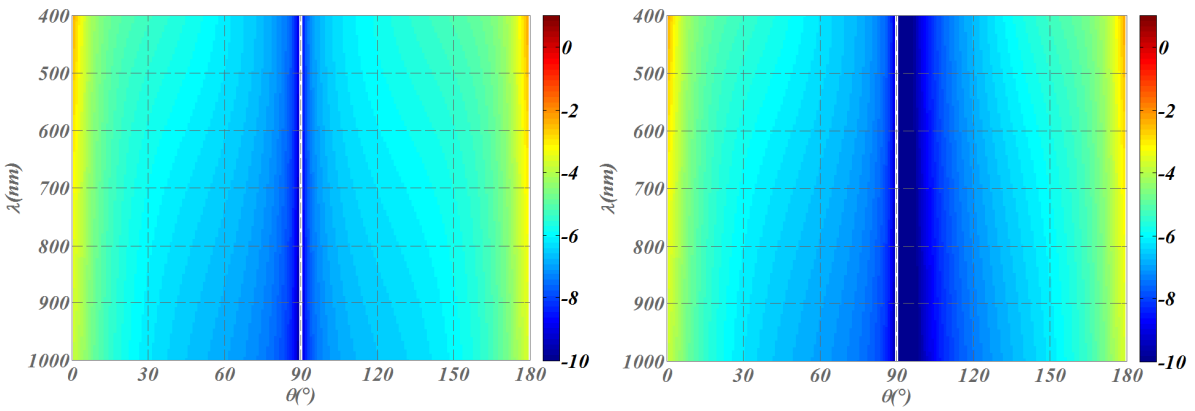

Figure 13 : Indicatrices de diffusion spectrales et angulaires, en réflexion (0°<θ< 90°) et transmission (90°<θ< 180°), pour le substrat S1 en polarisations TE (gauche) et TM (droite). L'échelle de couleur représente le logarithme de l'intensité diffusée.

On peut voir ici que les indicatrices angulaires sont continûment décroissantes, et que l'évolution spectrale suit celle des coefficients de réflexion et de transmission du substrat.

Les empilements étudiés dans la suite de cette partie seront tous calculés comme étant déposés sur ce même substrat que nous noterons S_1. On pourra ainsi apprécier l'effet de l'empilement eu égard à la réponse du substrat seul.

2. *Fonctions optiques « classiques »*

L'une des fonctions optiques les plus classiques réalisables à l'aide de couches minces optiques est le miroir multi-diélectrique quart-d'onde. On peut voir Figure 14 un exemple de réponse spectrale spéculaire obtenue pour un miroir de type M17, soit une structure de type Air/$(HB)^8$H/Verre avec une alternance de SiO_2 et Ta_2O_5. Le miroir est centré à 633 nm lorsqu'il est éclairé en incidence normale sur la gamme [400 nm – 1000 nm] que nous assimilerons au domaine de sensibilité d'un capteur CCD de type silicium.

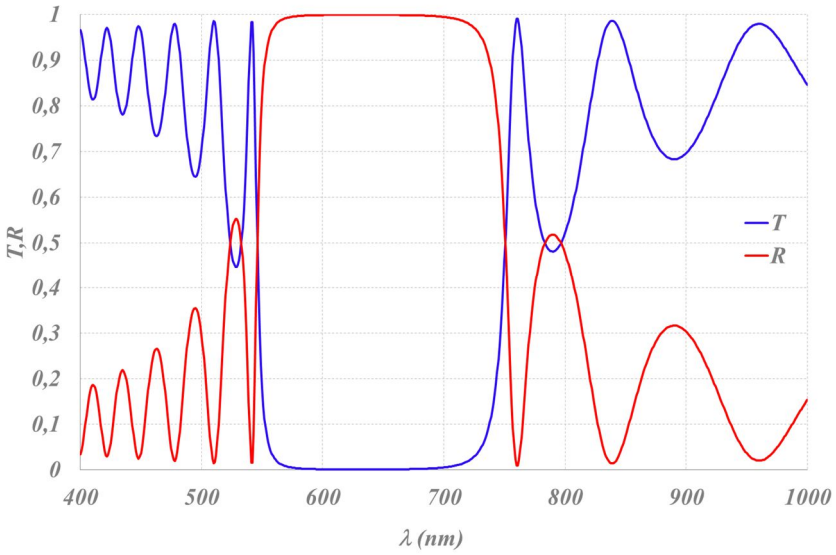

Figure 14 : Coefficients de transmission et réflexion spéculaires d'un miroir M17 centré à 633

Pour ce même empilement, on donne Figure 15, les indicatrices de diffusion en fonction de l'angle de diffusion et de la longueur d'onde d'éclairage pour chacune des deux polarisations S et P. On

suppose pour ce calcul, que l'empilement est réalisé sur le substrat S1. On considère par ailleurs que les interfaces sont fortement corrélées entre elles et que l'échantillon est éclairé par une onde plane.

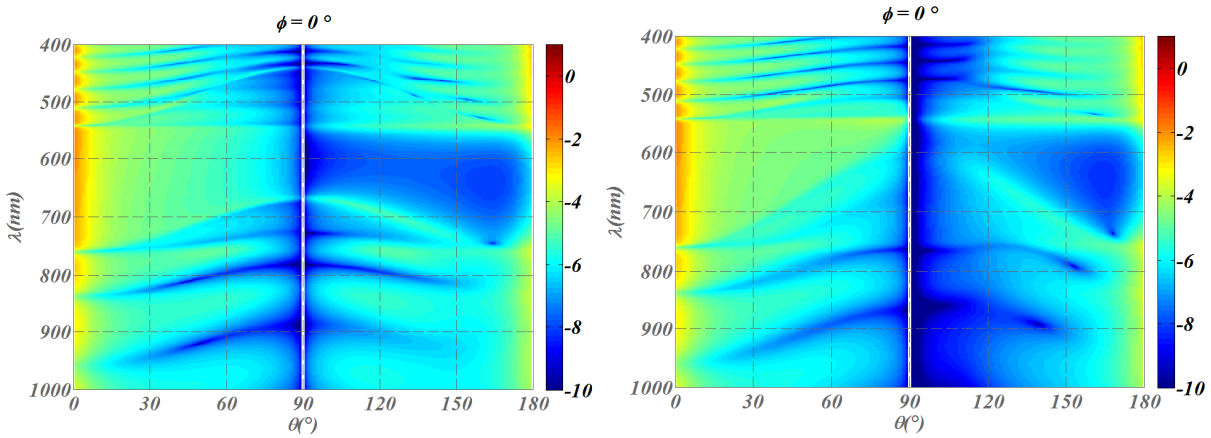

Figure 15 : Diffusion angulaire et spectrale d'un miroir de type M17 en polarisations S (gauche) et P (droite)

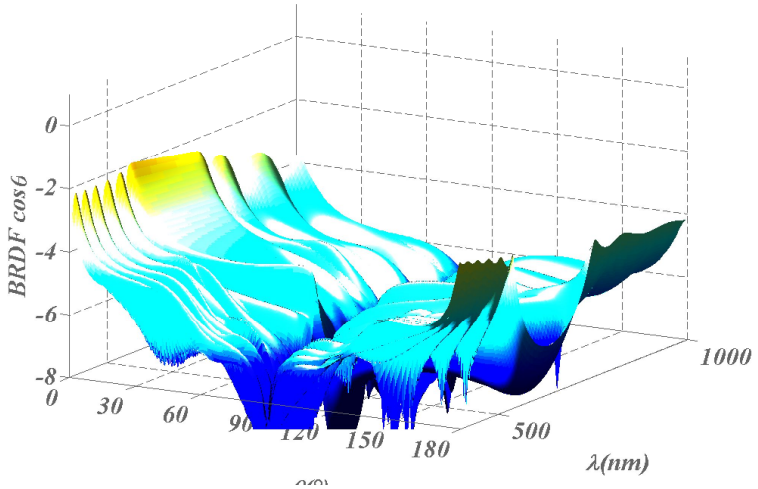

Figure 16 : Diffusion angulaire et spectrale d'un miroir de type M17 en lumière dépolarisée

Comme on peut le voir, les indicatrices de diffusion présentent de fortes variations angulaires et spectrales qui sont également dépendantes de la polarisation. Si on regarde maintenant les indicatrices de manière plus quantitative, on peut s'intéresser dans un premier temps aux variations angulaires de l'intensité diffusée. On trace donc Figure 17 la BRDF calculée pour ce miroir à la longueur d'onde de centrage (633 nm) en polarisations S, P et lumière naturelle. On notera ici que les variations angulaires de cette BRDF sont similaires à celles obtenues pour le substrat nu, mais que les niveaux de diffusion sont bien supérieurs (2 décades). Par ailleurs, si on s'intéresse, Figure 18, aux variations spectrales de l'intensité diffusée à un angle donné, on peut voir que l'évolution du coefficient de réflexion est globalement conservée (diffusion et réflexion sont en phase) tout en s'altérant légèrement quand l'angle augmente. Ce constat est confirmé Figure 19 par la courbe donnant l'évolution spectrale de la diffusion totale intégrée (TIS) dans le demi espace réfléchi comparée au coefficient de réflexion.

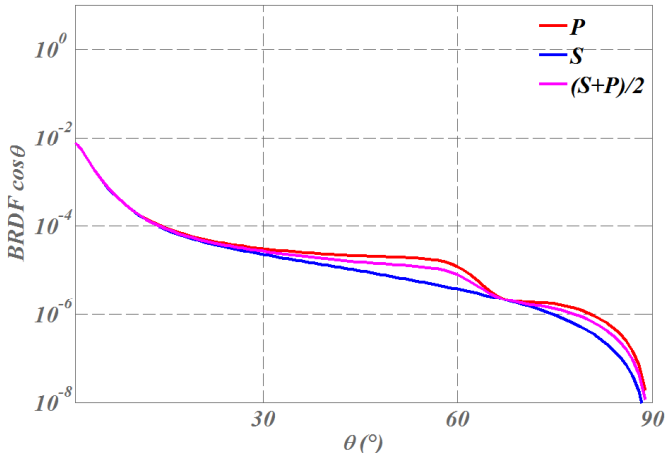

Figure 17 : BRDF calculée pour un miroir M17 déposé sur un substrat de type S1 à la longueur d'onde de centrage 633 nm

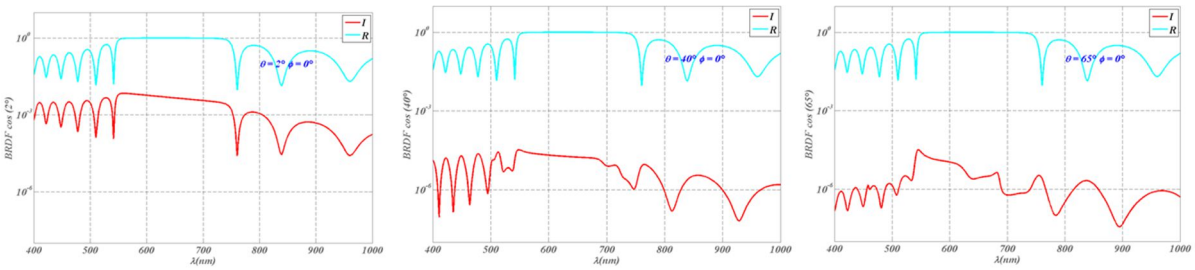

Figure 18: Evolution spectrale de l'intensité diffusée par le miroir M17 en lumière naturelle aux angles θ = 2°, 40 ° et 65 °

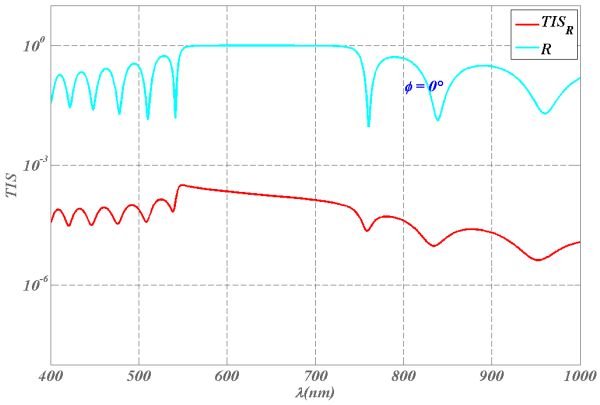

Figure 19 : Evolution spectrale du TIS du miroir M17 calculé dans le demi-espace réfléchi en lumière naturelle

La majorité des fonctions optiques dites « simples », ce qui équivaut en pratique à un faible nombre d'interfaces (typiquement moins de 50), suit la même logique d'évolution. Celle-ci a déjà été confirmée expérimentalement et numériquement avec un excellent accord calculs / mesures par le passé[8,12,24]. De nombreux travaux ont par ailleurs été menés à l'Institut Fresnel pour la gestion de la lumière parasite dans les composants optiques[5–7,9,12,14,17,18,25–28], ce qui en fait l'un des cœurs de métiers du laboratoire. Cette thématique a toutefois connu un réel renouveau ces dernières années avec l'évolution des technologies de fabrication qui autorisent désormais le dépôt maitrisé et répétable de filtres à grands nombres d'interfaces pouvant atteindre 100 - 150 couches. On a alors constaté lors de l'utilisation de ces filtres des phénomènes propres à cette catégorie de composants.

3. *Filtres complexes*

Pour une fonction de filtrage donnée, la formule choisie lors de la synthèse peut présenter une complexité qui va croitre avec le niveau d'exigences spécifié sur certaines de ses performances. Celles-ci portent notamment sur le niveau de réjection demandé et la pente tolérée sur la chute de transmission entre partie passante et partie bloquante. On peut illustrer cet effet en considérant un filtre bande étroite centré sur λ=633 nm et dont la largeur de bande est de 20 nm.

On présente en Figure 20, 3 fonctions de filtrage qui répondent à ce critère avec un niveau de performances croissant : un Fabry-Pérot simple cavité (F_1) (14 couches), un Fabry-Pérot multi-cavités (F_2) (60 couches), un Fabry-Pérot multi-cavités avec ajout de filtres bloqueurs (F_3) pour augmenter la zone de réjection (110 couches).

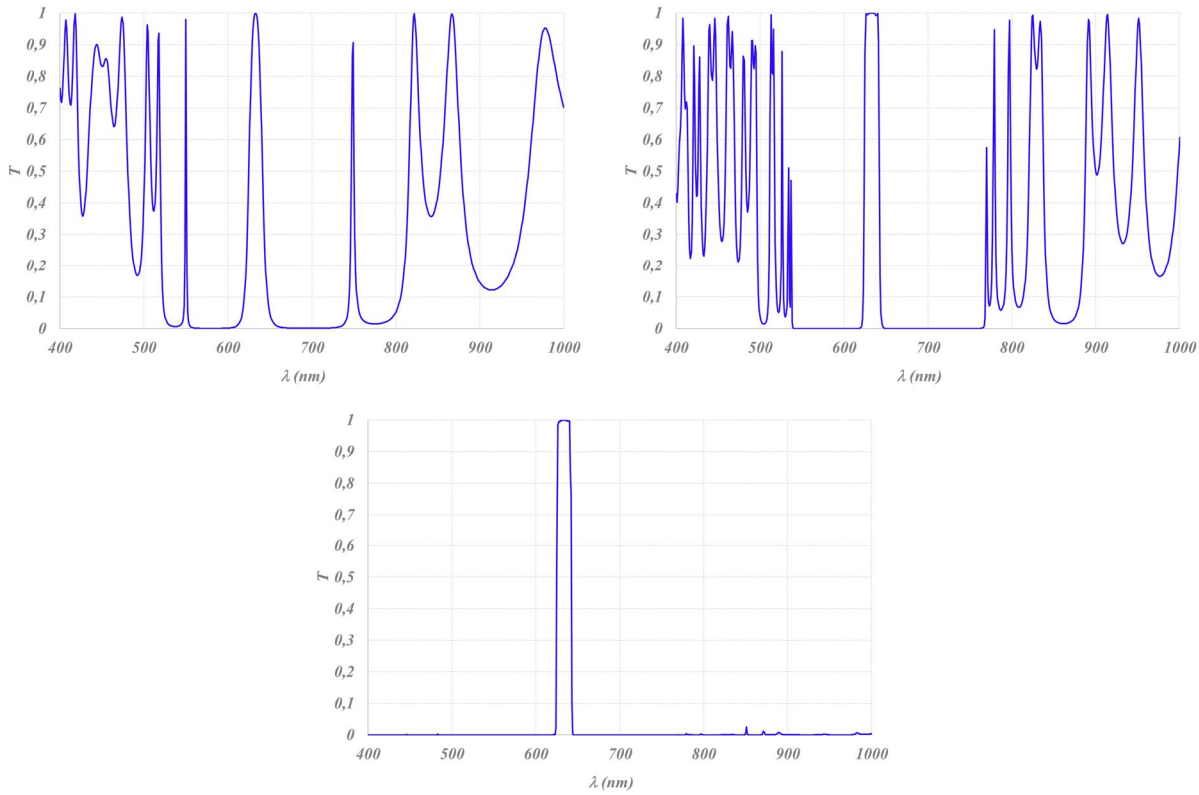

Figure 20 : Fonctions de transmission de filtres passe bande centrés à 633 nm présentant différents niveaux de complexité

Ces fonctions de filtrage sont classiques dans les composants optiques de pointe et les réponses spéculaires des composants effectivement réalisés présentent en général un excellent accord entre la performance synthétisée et les coefficients spéculaires mesurés.

Intéressons-nous maintenant à la réponse en diffusion de chacune de ces fonctions de filtrage. Pour ce faire, nous allons calculer la dépendance spectrale et angulaire des indicatrices de diffusion correspondant aux différents filtres en supposant que ceux-ci ont été déposés sur le même substrat S1. Les calculs sont présentés dans le cas où les interfaces sont fortement corrélées. Les résultats sont tracés en fonction de l'angle et de la longueur d'onde en polarisation S Figure 21, en polarisation P Figure 22, et en lumière naturelle Figure 23.

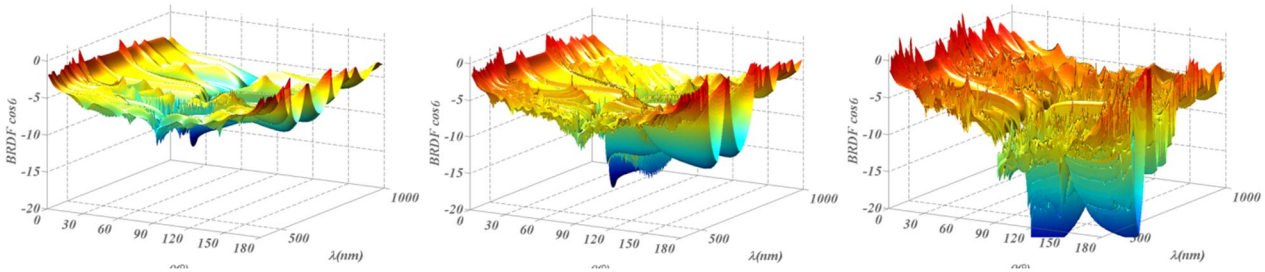

Figure 21 : Modélisation de la répartition angulaire et spectrale de l'intensité diffusée par les filtres F1, F2 et F3 en polarisation S

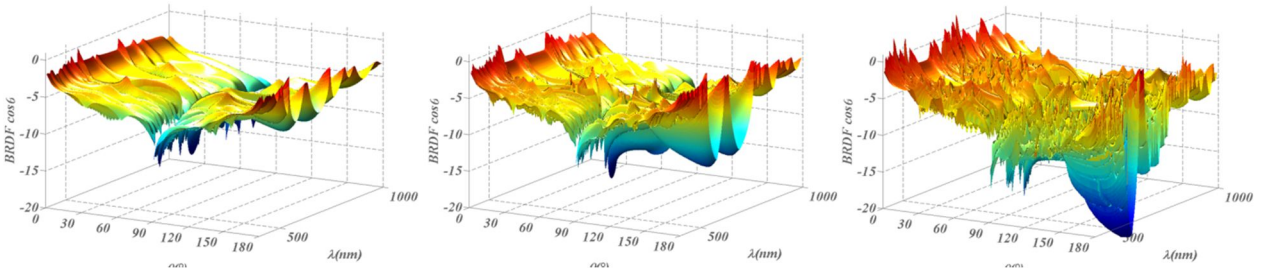

Figure 22 : Modélisation de la répartition angulaire et spectrale de l'intensité diffusée par les filtres F1, F2 et F3 en polarisation P

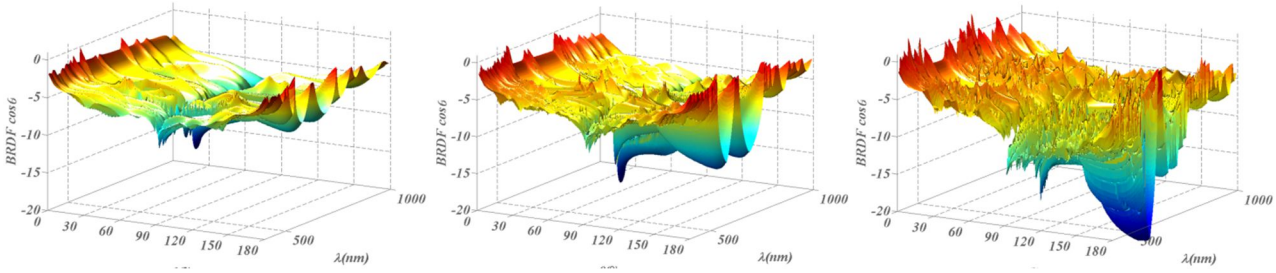

Figure 23 : Modélisation de la répartition angulaire et spectrale de l'intensité diffusée par les filtres F1, F2 et F3 en lumière naturelle ((I_S+I_P)/2)

Ces quelques modélisations rappellent tout d'abord que pour les fonctions de filtrage dites simples (typiquement moins de 40 couches), la répartition spectrale de l'intensité diffusée suit la logique décrite pour le cas des composants classiques. La répartition angulaire est continûment décroissante avec une forme imposée par le spectre de rugosité du substrat. A l'inverse, lorsque la formule de l'empilement se complexifie, on peut voir que les indicatrices de diffusion ne sont plus angulairement monotones et ne suivent pas directement la réponse spectrale spéculaire. En conséquence, sur les structures à nombre d'interfaces élevé, la répartition des pertes par diffusion lumineuse est très chahutée et présente des exaltations appelées lobes de diffusion, ceux-ci pouvant être spectraux ou angulaires.

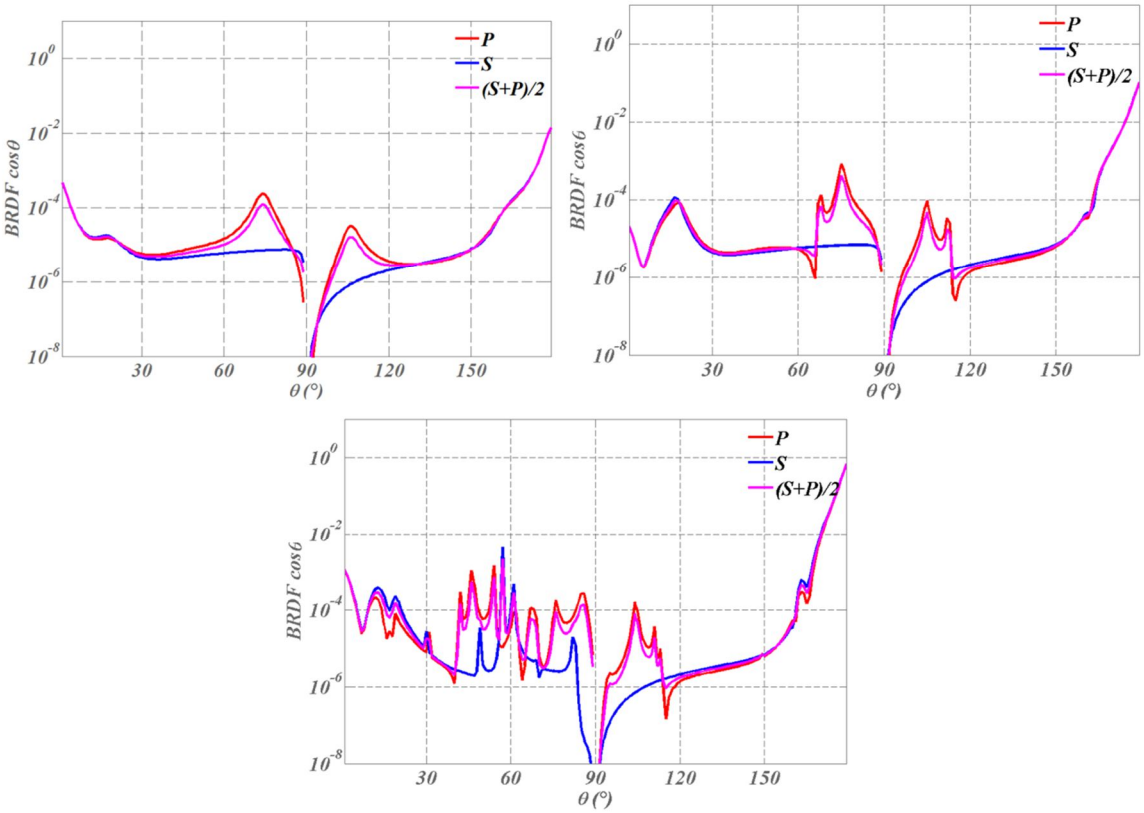

Figure 24 : BRDF et BTDF du filtre F1, F2 et F3 à 633 nm pour les polarisations TE, TM et leur demi-somme

On peut voir Figure 24 un exemple de lobes angulaires de diffusion dans la bande passante du filtre. Ce type de remontées aux grands angles est particulièrement problématique dans le cas de composants micro-structurés puisqu'il est potentiellement générateur de diaphotie. En effet, comme illustré Figure 13 par une modélisation de la répartition spatiale tridimensionnelle les lobes de diffusion aux grands angles sont susceptibles de venir éclairer les pixels adjacents et d'en parasiter ainsi la mesure.

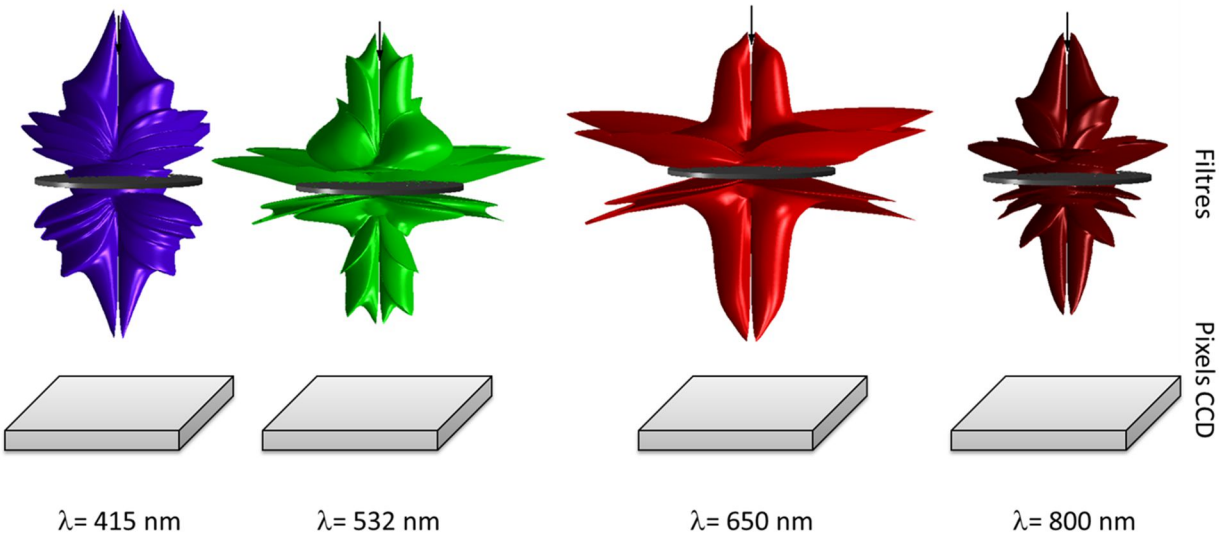

Figure 25 : Indicatrices de diffusion 3D calculées pour des filtres passe bande à différentes longueurs d'onde – mise en évidence du phénomène de diaphotie

Ce phénomène de diaphotie peut également être spectral. En effet, si on regarde, pour chacun des trois filtres, le TIS dans le demi-espace transmis comparé au coefficient de transmission spéculaire, on peut voir que dans la bande de réjection du filtre, le niveau de la lumière diffusée est supérieur à celui de la lumière transmise, ce qui soulève des interrogations sur l'utilisation pratique d'un tel filtre, et ce dès le filtre F2.

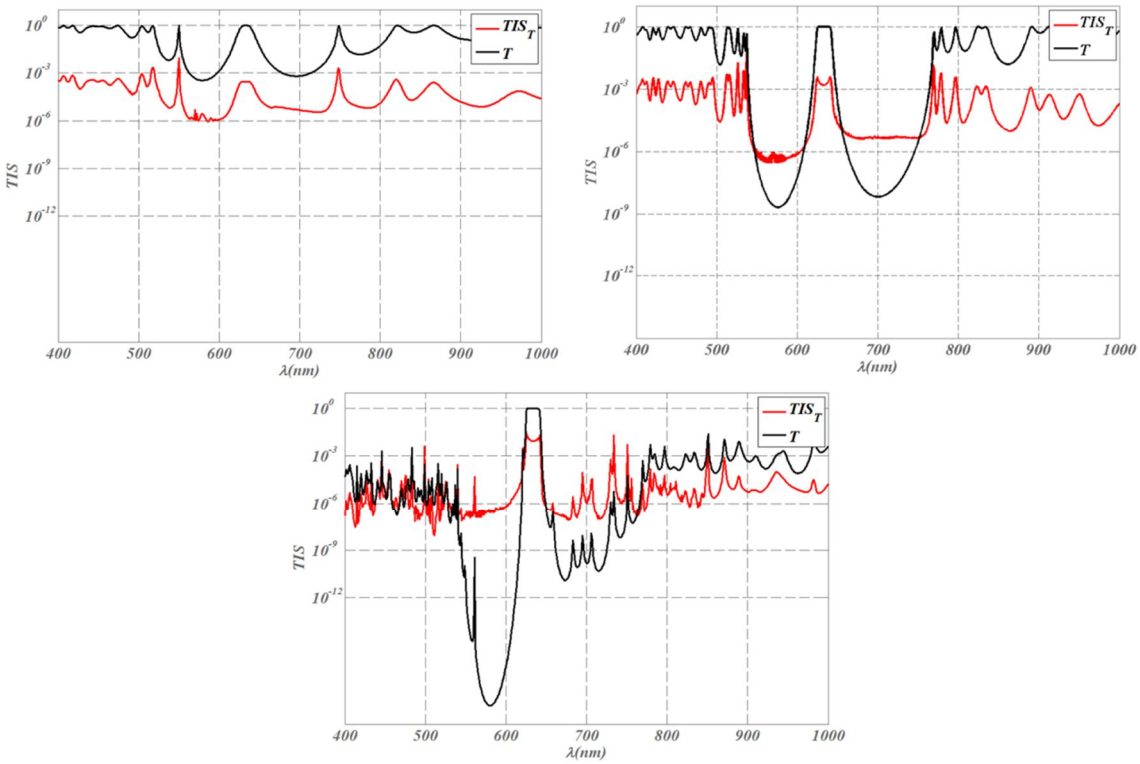

Figure 26 : Evolution spectrale du TIS calculée dans le demi espace transmis et comparé au coefficient de transmission spéculaire pour les filtres F1, F2 et F3.

Au vu de ces illustrations numériques, on comprend bien l'enjeu qui réside dans une meilleure compréhension de ces phénomènes de diffusion dans les filtres complexes. Cet intérêt est particulièrement fort dans le domaine de l'optique pour le spatial qui est l'un des plus exigeants en termes de performances opérationnelles, notamment en ce qui concerne le niveau de lumière parasite toléré.

4. Rôle des paramètres structuraux

Outre la formule de l'empilement, il est primordial de prendre en compte les paramètres structuraux du composant lors de la modélisation. Le premier d'entre eux est la topographie du substrat que l'on peut considérer soit via un modèle analytique, soit en la mesurant par microscopie sur les bandes passantes correspondant aux longueurs d'onde d'intérêt. Un autre paramètre clé est le niveau de corrélation entre les différentes interfaces. Celui-ci a un rôle d'autant plus important à jouer que le nombre d'interfaces est important, et dépend à la fois de la qualité du substrat ainsi que de la technologie et des paramètres utilisés pour le dépôt. Certaines technologies présentent des niveaux de corrélation très proches de 1, c'est le cas, par exemple, des technologies les plus énergétiques ou assistées (DIBS, IAD, PARMS). D'autres telles que les technologies de type évaporation ou IBS présentent des niveaux de corrélation généralement faibles. Les courbes données Figure 27 illustrent

les différences sur les indicatrices de diffusion que peut générer une méconnaissance de ces coefficients de corrélation.

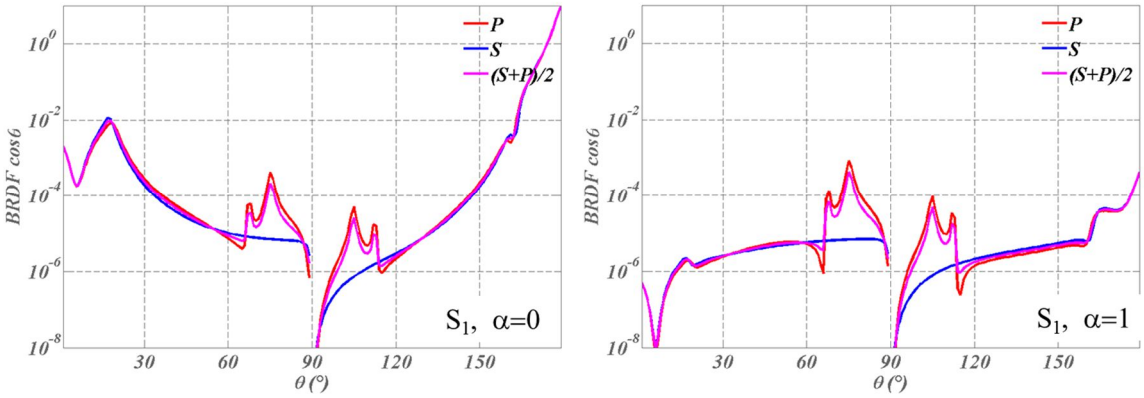

Figure 27: Indicatrices de diffusion à 633 nm pour le filtre F2 déposé sur le substrat S_1 et 2 niveaux α de corrélation d'interfaces (0 à gauche et 1 à droite)

On comprend donc qu'une modélisation fine des phénomènes nécessite la connaissance des coefficients de corrélation associés à la technologie de fabrication utilisée. Il est nécessaire de connaître ces technologies et certains des paramètres de fabrication pour alimenter les modèles et optimiser l'accord calcul mesure. Compte tenu du nombre important d'interfaces, ce point est critique pour les composants complexes. Pour cette raison, nous avons étroitement collaboré avec l'équipe RCMO de l'Institut Fresnel et nos différents partenaires industriels afin de qualifier les différentes techniques de dépôts utilisées et en extraire les coefficients de corrélations correspondant à chaque procédé de fabrication.

Les résultats numériques que nous venons de présenter mettent en évidence une grande difficulté de la modélisation des pertes par diffusion lumineuse qui est le nombre important de paramètres à prendre en compte. Une alimentation pertinente des modèles nécessite donc un certain recul sur les procédés de fabrication, en particulier sur les techniques de polissage des substrats et les technologies de dépôts. Par ailleurs, une étude fine des phénomènes physiques en jeu nécessite le développement d'une métrologie adaptée dont on puisse garantir la pertinence et la précision avant de l'utiliser pour rétroagir sur les modèles et les stratégies de fabrication.

V. Métrologie spectralement résolue de la diffusion

1. *Définition du besoin*

L'étude numérique présentée ci-avant permet de mettre en évidence un certain nombre d'exigences métrologiques auxquelles un diffusomètre adapté à l'étude des filtres complexes devra répondre.

- ✓ En premier lieu, les niveaux de diffusion que nous cherchons à mesurer sont extrêmement bas ; cependant il est connu que le niveau de diffusion par les particules de l'air est de l'ordre de 10^{-8} sr^{-1}, de sorte que l'on fixera le niveau bas de détectivité du diffusomètre à 10^{-10} sr^{-1} afin d'être en deça du plus petit niveau mesurable dans l'air.

- ✓ L'instrument doit également être capable de mesurer les réponses spéculaires en transmission et en réflexion ; on cherchera donc à avoir un minimum de 12 décades de dynamique de mesure, celle-ci étant définie par le rapport entre le plus grand et le plus petit flux mesurés.

- ✓ Afin de permettre la mesure des flux diffusés le plus près possible des directions spéculaires, on spécifiera une résolution angulaire meilleure que le degré.

- ✓ La précision relative sur la mesure doit être meilleure que le pour cent.

- ✓ La dimension spectrale devra être prise en compte par la possibilité de choisir arbitrairement la longueur d'onde d'éclairage sur l'intégralité de la gamme spectrale d'intérêt (400 nm – 1000 nm) tout en conservant les performances visées.

On notera à ce stade que les performances définies par les trois premiers points sont celles des meilleurs diffusomètres laser de l'état de l'art. Le dernier point demande de conserver ces performances sur l'intégralité de la bande CCD tout en bénéficiant d'un choix arbitraire de la longueur d'onde d'illumination ce qui constitue un réel challenge en termes de métrologie.

Nous avons établi la définition de ces spécifications en 2011 sur la base des différentes études numériques réalisées pour des applications spatiales et de notre expertise en terme d'instrumentation pour la métrologie de la lumière diffuse. Il existait alors différents types de diffusomètres présentant une dimension spectrale, les principaux étant développés par l'IOF à Iena et dans notre équipe, tout au moins pour notre domaine d'application. Tous s'appuyaient sur deux philosophies distinctes. Une première partie d'entre eux étaient des diffusomètres multi-raies, autrement dit des diffusomètres laser utilisant plusieurs sources distinctes donnant ainsi accès à un panel de longueurs d'onde. C'était par exemple le cas du diffusomètre historique de l'Institut Fresnel [14], de l'Albatros de l'IOF de Iena[29], du diffusomètre de l'US Naval Weapon Center[22], ou encore de celui développé par le Royal Institute of Stockholm[30] … Les autres étaient des diffusomètres utilisant une source très large bande de type halogène et un détecteur de type spectrophotométrique. C'était par exemple le cas du spectrodiffusomètre développé par notre équipe[31], du gonio-spectro-photo-colorimètre de l'INSP[32] et de différents outils commerciaux[33,34]. Si les diffusomètres multi-raies présentent en général une bonne détectivité, ils ont l'inconvénient de ne donner accès qu'à un nombre réduit de longueurs d'onde, alors que la demande est extrêmement variée. Les spectrodiffusomètres donnent, quant à eux, accès à tout le spectre mais présentent une détectivité restreinte (typiquement 10^{-5} sr^{-1} pour les meilleurs), de sorte qu'ils sont essentiellement utilisés pour des applications de colorimétrie.

Nous avons alors fait le choix de proposer une troisième approche s'appuyant sur l'expérience acquise lors des précédents développements instrumentaux et sur notre connaissance des nouvelles technologies d'émission et détection optiques. C'est dans ce contexte qu'est né l'instrument SALSA (*Spectral and Angular Light Scattering characterization Apparatus*).

On notera par ailleurs que le développement, la calibration et les premières applications de ce nouvel instrument ont fait l'objet de la thèse de Simona Liukaytite[35] (2013-2016) que j'ai co-encadrée avec Michel Lequime et Claude Amra. Cette thèse était financée par la DGA et j'ai pu bénéficier du support du CNES par le biais de 2 contrats R&T « Diffusion grands angles » ainsi que d'une grappe de contrats impliquant différents industriels de l'optique pour le spatial, principalement CILAS et EADS Sodern, et sur des supports du CNES, de l'ESA, de la région PACA et de la mission interdisciplinaire du CNRS. L'ensemble représentant environ 330 k€ sur la période 2012-2015.

2. *Instrument SALSA*

Les performances en termes de détectivité de l'analyseur optique de surface nous ont montré les capacités de détectivité des matrices CCD haute sensibilité ; c'est donc cette technologie que nous avons choisi d'utiliser comme détecteur.

Ce choix implique par ailleurs d'avoir une détection achromatique, la gestion de la longueur d'onde devra ainsi se faire sur l'éclairage. Nous utiliserons pour cela une source très large bande avec un filtre accordable. Afin d'atteindre les spécifications requises en termes de détectivité, nous aurons besoin d'une source de forte puissance, ce qui revient, compte tenu des performances du détecteur, à la centaine de µw par nm et ce, sur l'ensemble de la bande CCD. Pour répondre à ce critère, nous avons choisi d'utiliser un laser à super continuum doublé d'un filtre de type LLFT (Laser Line Tunable Filter) pour sélectionner la longueur d'onde d'émission ainsi que différents jeux de densités optiques. Ces sources sont par ailleurs connues pour présenter des fortes variations d'intensité basses fréquences, de sorte qu'une voie de référence synchronisée sera nécessaire pour s'affranchir des fluctuations du laser blanc. Enfin, afin de veiller à conserver toutes les performances optiques du montage et de s'affranchir d'éventuels effets de chromatisme, nous définirons un montage catoptrique, c'est-à-dire constitué uniquement d'optiques réflectives.

Ces différents éléments nous ont conduits à définir le diffusomètre SALSA tel qu'il est décrit Figure 28.

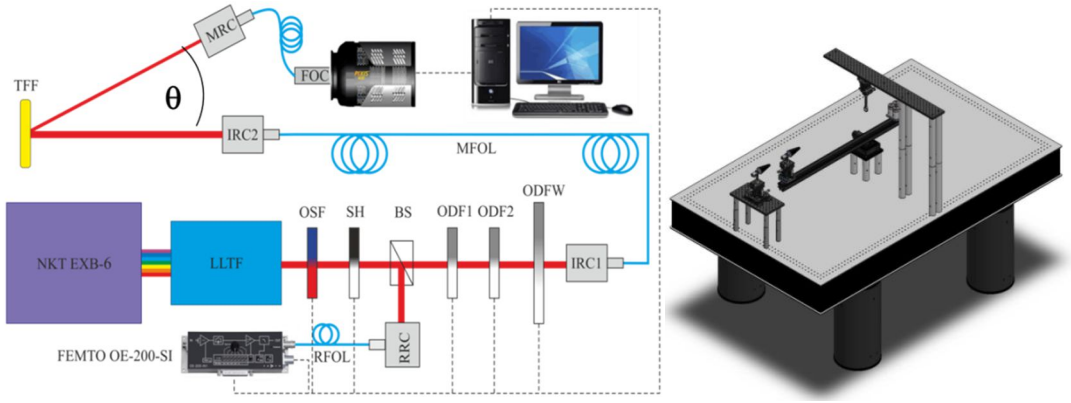

Figure 28 : Schéma de principe du diffusomètre SALSA- chaine optique (gauche) et montage mécanique (droite)

La chaine de mesure est la suivante :

Le laser à super continuum émet 4W d'énergie lumineuse répartie sur la gamme [410 nm – 2000 nm]. Le filtre LLTF sélectionne sur la gamme [400 nm – 1000 nm] une longueur d'onde de sortie avec une ouverture spectrale de 2 nm et 60 dB de réjection.

Le faisceau passe ensuite par un filtre trieur d'ordres (OSF) qui permet de s'affranchir des harmoniques du réseau de volume du LLTF. Un shutter externe (SH) permet de synchroniser de fait les voies de mesure et de référence sans avoir à tenir compte des temps d'ouverture et fermeture du shutter de la caméra. Un séparateur de faisceau (BS) prélève 10% du signal qui est ensuite collecté par un collimateur réflectif (RRC) et renvoyé par fibre vers le détecteur de la voie de référence (Femto). Les 90% restant passent à travers des densités automatiquement ajustées (ODF1, ODF2, ODFW). Il s'agit de 3 jeux de densités optiques dont les différentes combinaisons permettent d'offrir une densité équivalente de 0 à 9 par pas de 1, celle-ci étant calibrée. Enfin le faisceau préparé pour la mesure est injecté dans un collimateur de reprise (IRC1) puis dans la fibre MFOL. L'ensemble de ces éléments est placé dans un caisson optiquement isolé du reste de la pièce et positionné sous la table optique (cf photo Figure 29).

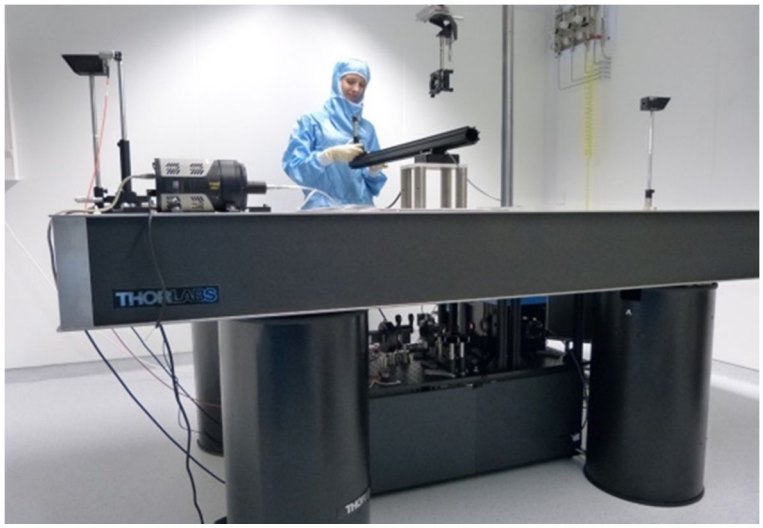

Figure 29 : Photo du diffusomètre SALSA en salle blanche ISO 6 dans l'Espace Photonique

La fibre MFOL est ensuite connectée à un collimateur achromatique (IRC2) et bafflé qui est utilisé pour éclairer l'échantillon (TFF). Le collimateur de reprise (MRC) identique au précédent est positionné sur un bras effectuant une rotation centrée sur la zone de l'échantillon à analyser. La lumière ainsi collectée pour chaque angle et longueur d'onde est envoyée via une fibre optique sur l'imageur FOC qui fait une image de la sortie de fibre sur la matrice CCD. On obtient à ce stade le type d'image présentée Figure 30. On peut y voir l'image de la fibre au centre de la zone d'intérêt. Le reste de la matrice ne reçoit aucun photon, on va donc utiliser la zone délimitée en blanc pour un autoréférencement des sources de bruit électroniques et thermiques.

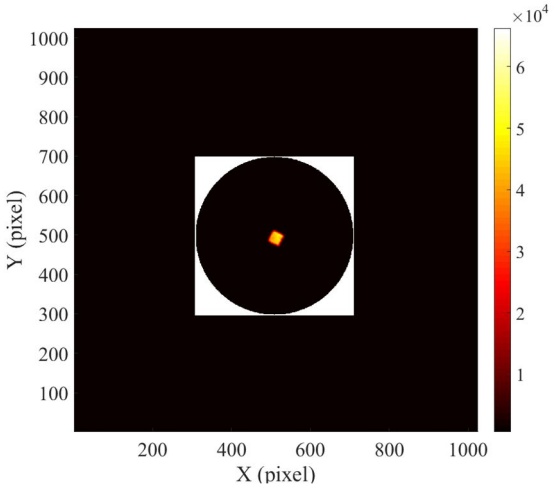

Figure 30 : Exemple d'image obtenue sur la matrice CCD lors d'une mesure

En prenant en compte l'ensemble du système, l'illumination peut être choisie arbitrairement sur la gamme [400 nm – 1000 nm] avec une ouverture spectrale de 2 nm et une divergence angulaire de 0.1 °. Le balayage angulaire peut être effectué sur 330° autour de l'échantillon qui est suspendu par le haut afin d'éviter la présence de quelque élément mécanique que ce soit dans le plan d'incidence. Le diamètre du spot sur l'échantillon est de 5mm.

Enfin l'instrument SALSA est désormais installé et opérationnel en salle blanche dans la pièce en classe ISO6 de l'Espace Photonique ouvert depuis début 2015 à l'Institut Fresnel.

3. Performances de l'instrument en transmission

Afin d'obtenir les performances requises sur la métrologie de la diffusion, l'instrument SALSA doit présenter un bilan photométrique optimal, qui est dans un premier temps évalué au travers de la mesure de coefficients de transmission spéculaires. La première phase de qualification de l'instrument est donc faite par l'enregistrement du coefficient de transmission spectral d'un filtre complexe. Nous avons utilisé pour cela un filtre réjecteur de 110 couches développé pour le CNES pour des applications spatiales que nous noterons F_4. Le composant a été réalisé par l'équipe RCMO de l'Institut Fresnel avec la machine Hélios, technologie magnétron-sputtering (PARMS), sur une formule proposée par CILAS dans le cadre d'une collaboration avec le CNES et EADS-Sodern. La mesure du coefficient de transmission obtenue est donnée Figure 31 où elle est comparée aux mesures sur le même échantillon avec le spectrophotomètre Perkin Elmer 1100 et avec l'analyseur de spectre ANDO 800 qui sont à la pointe de l'état de l'art actuel. On peut voir que la mesure SALSA (rouge) est bien en deça de la détectivité des autres instruments et que dans leurs zones de validité, la mesure SALSA est parfaitement superposée aux deux autres.

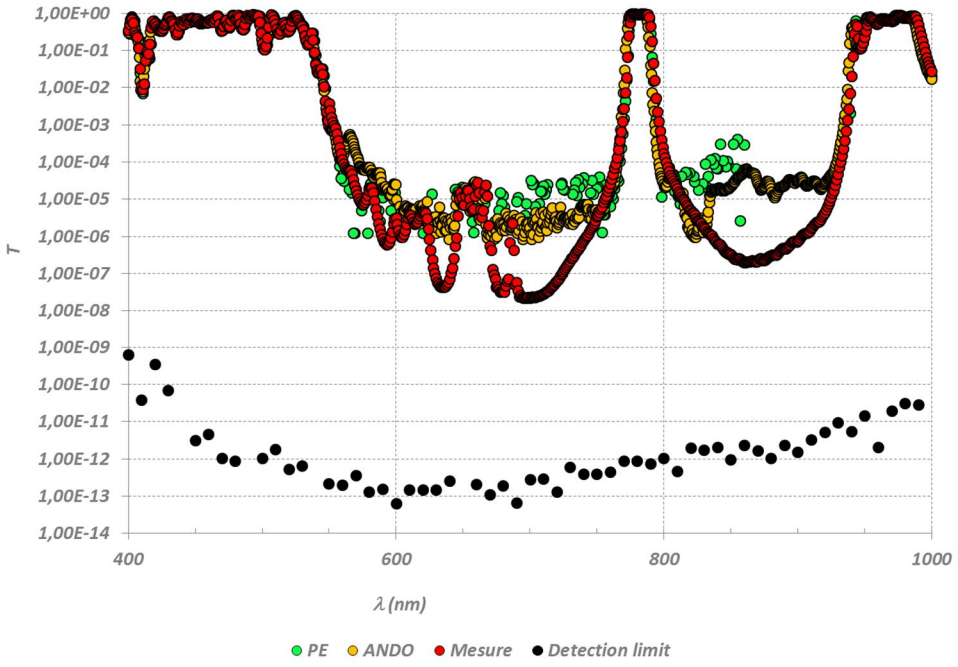

Figure 31 : Coefficient de transmission du filtre F4 mesuré avec l'instrument SALSA, comparée à la mesure réalisée avec le spectrophotomètre Perkin Elmer 1100 et avec un analyseur de spectre ANDO 800

On notera cependant Figure 32, que bien que la mesure SALSA soit plus de 5 décades supérieure au seuil de détectivité mesuré qui est de l'ordre de 10^{-12} , la mesure reste éloignée du design (trait bleu). Cet effet est particulièrement présent dans les bandes de réjection et s'explique par le couplage de la forte sensibilité du système avec la présence de signal dans les pieds du spectre d'émission de la source.

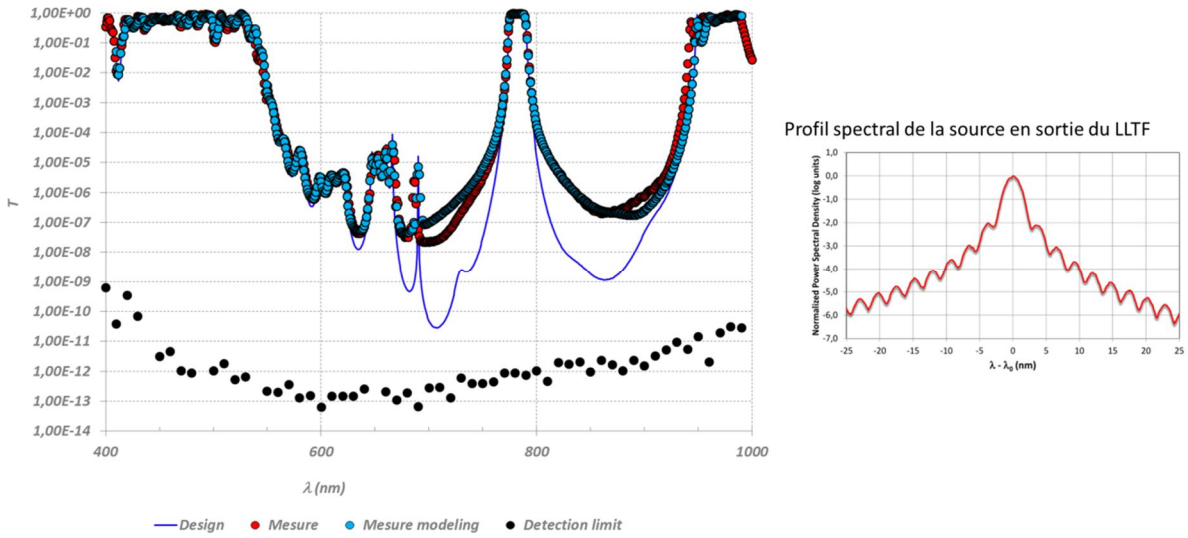

Figure 32 : Coefficient de transmission du filtre F4 mesuré avec l'instrument SALSA, comparé au design théorique et à ce même design théorique convolué par l'ouverture spectrale de la source (à gauche) – spectre d'émission de la source (à droite)

En effet si on considère le profil spectral de la source mesuré en sortie du LLTF donné Figure 33, on constate que jusqu'à 25 nm autour de la longueur d'onde centrale, on a du signal. Bien qu'il soit de 6

décades inférieur au niveau de la longueur d'onde centrale, il génère de la lumière parasite par diaphonie lorsqu'on a une zone de transmission élevée sur les pieds de la source confrontée à une zone de transmission faible sur la longueur d'onde centrale. C'est le cas à proximité des bords de bandes de réjection. Pour visualiser cet effet, on peut tracer le niveau du coefficient de transmission du design convolué par la répartition spectrale d'intensité sur le signal source. On obtient la courbe bleue qui est désormais proche de la courbe mesurée, ce qui valide cette approche. Il sera donc nécessaire de purifier spectralement le signal en sortie du LLTF pour pouvoir mesurer les niveaux bas dans les bandes de réjection.

Pour ce faire, nous ajoutons à la chaine optique du montage un spectromètre. Son ouverture spectrale est choisie de manière à correspondre au pic nominal en sortie du LLTF tout en tronquant les pieds. On obtient alors le signal présenté Figure 33.

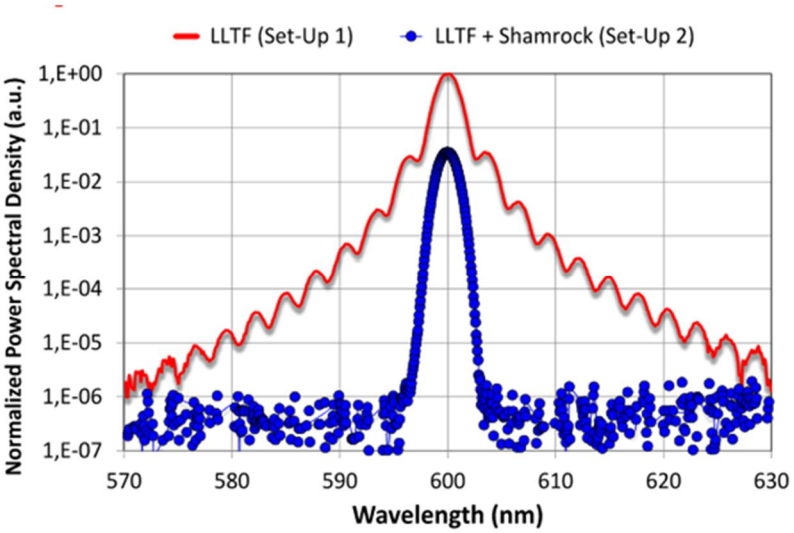

Figure 33: Répartition spectrale du signal d'illumination mesuré en sortie du LLTF(rouge) et après ajout du spectromètre (bleu)

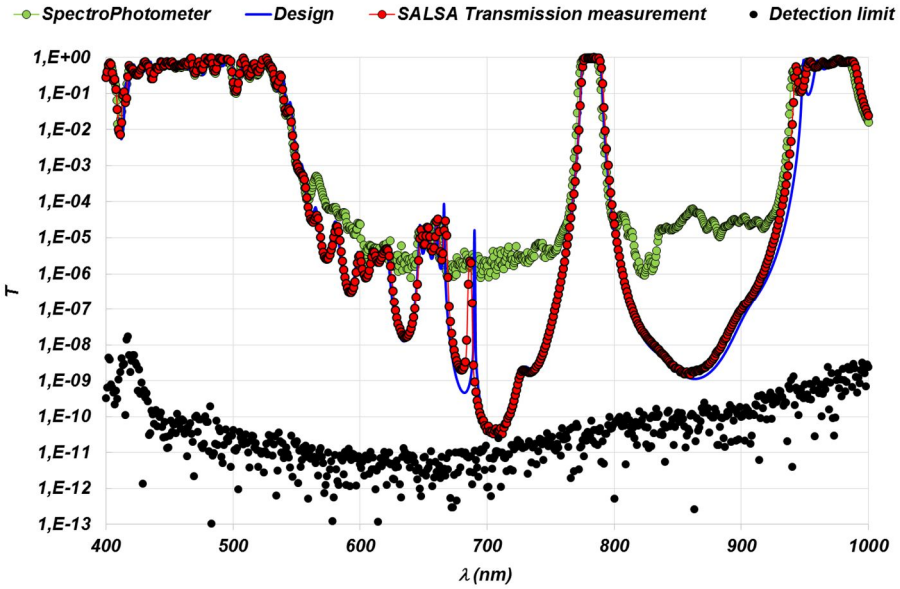

Figure 34 : Coefficient de transmission du filtre F4 mesuré avec l'instrument SALSA, comparé au design théorique et à la mesure réalisée avec un spectrophotomètre Perkin Elmer Lambda 1050

La mesure du coefficient de transmission réalisée après ajout du spectromètre est cette fois donnée Figure 34. On peut voir maintenant qu'elle correspond parfaitement au design, y compris pour les niveaux correspondant à une densité optique de 11.

On notera ici qu'il s'agit de la première mesure mondiale d'une densité optique de 11 sur une aussi large gamme spectrale. Ce type de performances n'était jusqu'ici atteint qu'à une unique longueur d'onde imposée par le laser de test[36–39] ou sur des grandes gammes spectrales mais avec des détectivités n'excédant pas des densités optiques de 6 ($T=10^{-6}$). Ce résultat phare[40,41] en termes d'instrumentation optique nous a valu, depuis sa publication en 2015 et 2016, plusieurs conférences invitées et mises en exergue telles qu'un référencement comme fait marquant par le CNRS & INSIS, ou un affichage sur la page d'ouverture du site web du fournisseur de laser à supercontinuum NKT Photonics comme exemple phare d'utilisation d'un laser blanc pendant plus de 18 mois.

4. *Performances de l'instrument sur la métrologie de la diffusion*

Les performances en transmission de SALSA en régime d'utilisation spéculaire sont désormais validées. Il nous reste maintenant à quantifier les performances de l'instrument pour la métrologie de la diffusion. Pour ce faire, on enregistre l'évolution spectrale et angulaire de l'indicatrice de diffusion d'un échantillon de calibration Spectralon® qui présente une loi de diffusion lambertienne calibrée telle que définie eq (1) où ρ est l'albédo de l'échantillon, celui-ci étant fourni par le NIST pour chaque longueur d'onde :

$$I_{ref} = \frac{\rho}{\pi}\cos\theta \qquad \textbf{(1)}$$

La connaissance de cette loi théorique permet d'étalonner l'instrument en définissant une constante de calibration pour chaque longueur d'onde.

La constante κ ainsi obtenue est tracée Figure 35 en fonction de la longueur d'onde d'étude. Enfin l'écart relatif entre la réponse théorique de l'échantillon de calibration et sa mesure étalonnée est donné Figure 36 en pourcentage du niveau moyen mesuré. On constate que pour chaque longueur d'onde la précision sur la mesure est meilleure que 1 %.

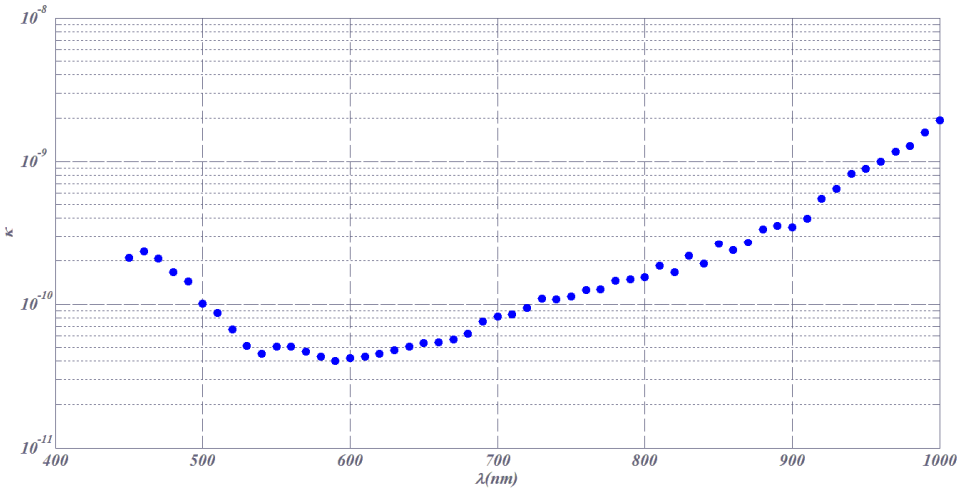

Figure 35 : Constante d'étalonnage κ pour chaque longueur d'onde

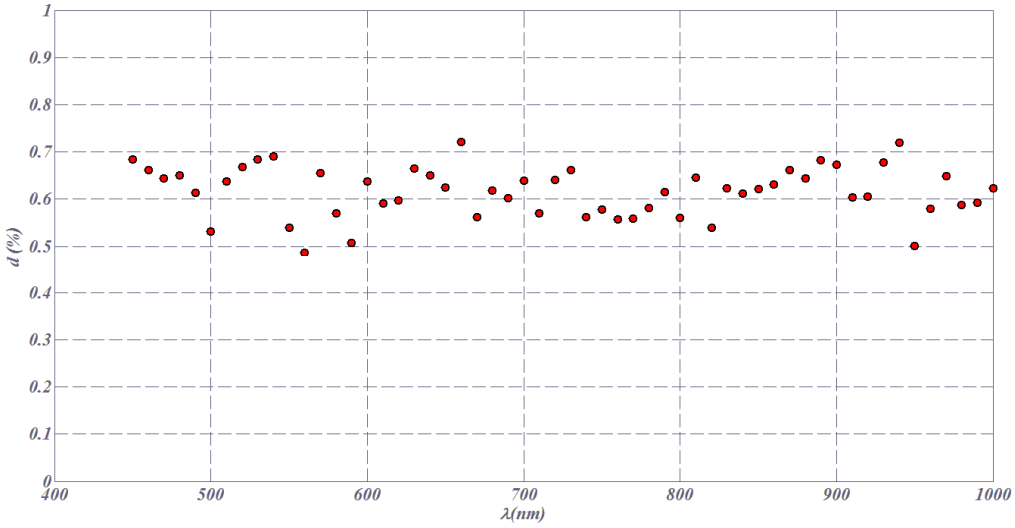

Figure 36 : Ecart entre la réponse théorique de l'échantillon de calibration et sa mesure, normé par le niveau moyen de signal mesuré.

La mesure étalonnée de l'échantillon de calibration est tracée en rouge Figure 37 en échelle logarithmique (gauche) et linéaire (droite). On retrouve la forme en cosinus annoncée par la formule théorique donnée équation (1). Cette mesure est à mettre en regard de la signature de l'instrument, tracée en bleu sur les graphes qui définissent son seuil de détectivité aux alentours de 10^{-8} sr^{-1} sur les 600 nm de bande spectrale d'intérêt de l'instrument. La zone comprise entre ces 2 nappes définit les niveaux de diffusion accessibles par l'instrument tout en garantissant une précision meilleure que le % sur les signaux mesurés.

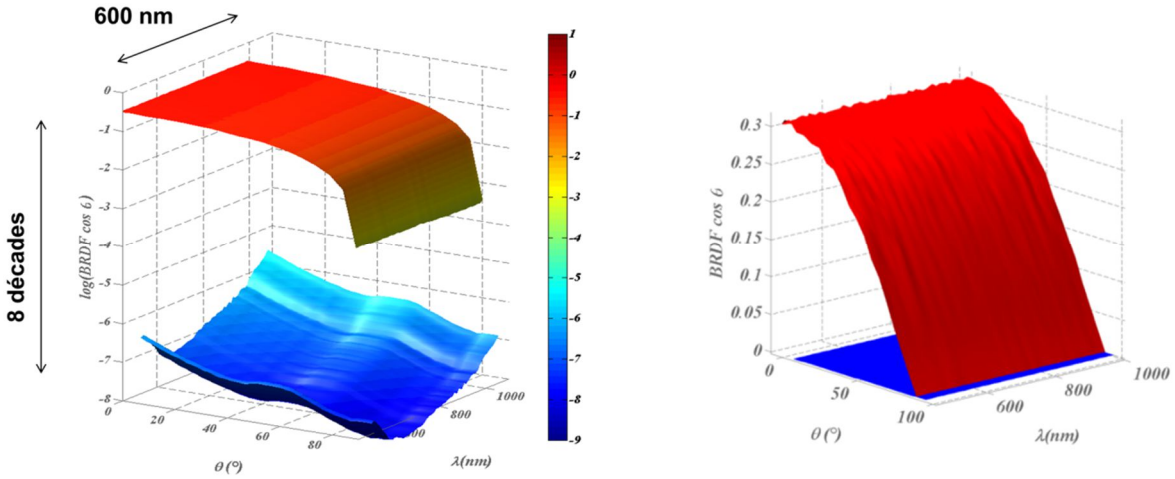

Figure 37 : Etalonnage du diffusomètre SALSA en échelle log (gauche) et échelle linéaire (droite). Mesure de l'échantillon de calibration (rouge) et du seuil de détectivité (bleu)

5. *Quelques applications*

Les performances de l'instrument étant désormais quantifiées et étalonnées, nous pouvons l'utiliser pour mesurer les pertes par diffusion lumineuse de filtres ou composants présentant différents niveaux de complexité.

En premier lieu, on peut voir un exemple de mesure réalisée sur un composant dit « simple ». Il s'agit ici d'un revêtement absorbant d'une vingtaine de couches réalisé par l'entreprise CILAS[24]. Comme attendu, pour les formules classiques, on a un excellent accord entre le modèle et la mesure.

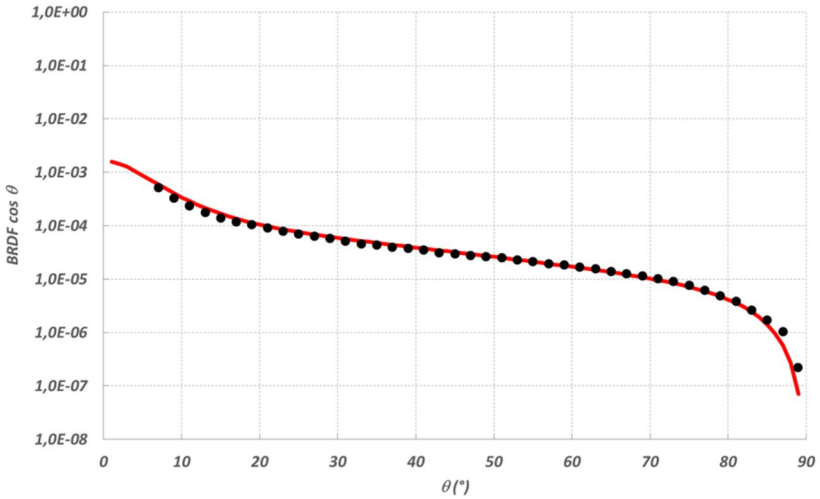

Figure 38 : Indicatrice de diffusion mesurée (points) et modélisée (ligne) en réflexion sur un revêtement absorbant à 622 nm

Dans le cas d'un filtre plus complexe (F5), on a Figure 39 un exemple d'indicatrice de diffusion étudiée pour répondre à une problématique de l'ESA. Elle a été mesurée et calculée en réflexion (BRDF) à λ=438 nm, dans la bande passante d'un filtre conçu par CILAS et réalisé par RCMO dans le cadre d'une collaboration avec la Sodern et l'ESA. Cette formule présente plus d'une centaine de couches et en conséquence génère des lobes de diffusion à certains angles. Comme on peut le voir, ceux-ci sont prédits par le calcul et confirmés par la mesure.

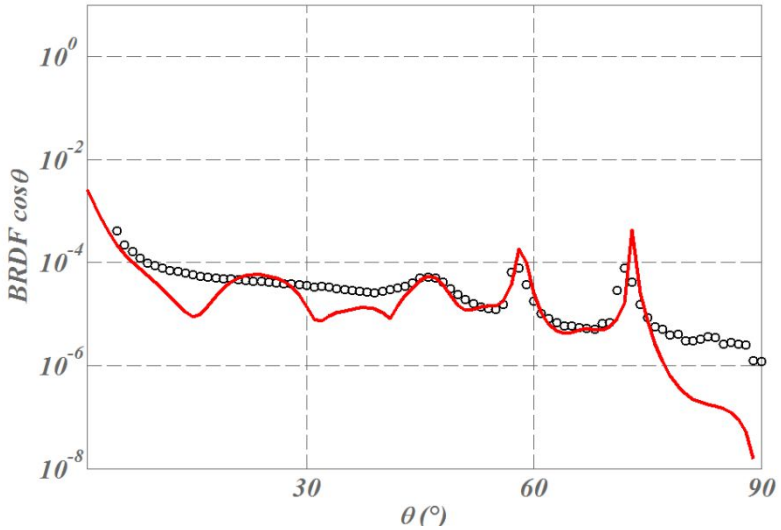

Figure 39 : Indicatrice de diffusion mesurée (points) et modélisée (ligne) en réflexion sur un filtre complexe (F5) dans la bande passante à 438 nm

Le fait de pouvoir choisir la longueur d'onde comme paramètre de balayage donne accès à un ensemble de mesures cette fois spectralement et angulairement résolues telles que celle présentée, pour ce même filtre, en Figure 40, à gauche, sous forme d'une cartographie de fausses couleurs.

Cette mesure est à comparer à droite à la cartographie prédite par les modèles. On notera que l'accord est excellent bien qu'il n'y ait aucun ajustement de paramètres[42].

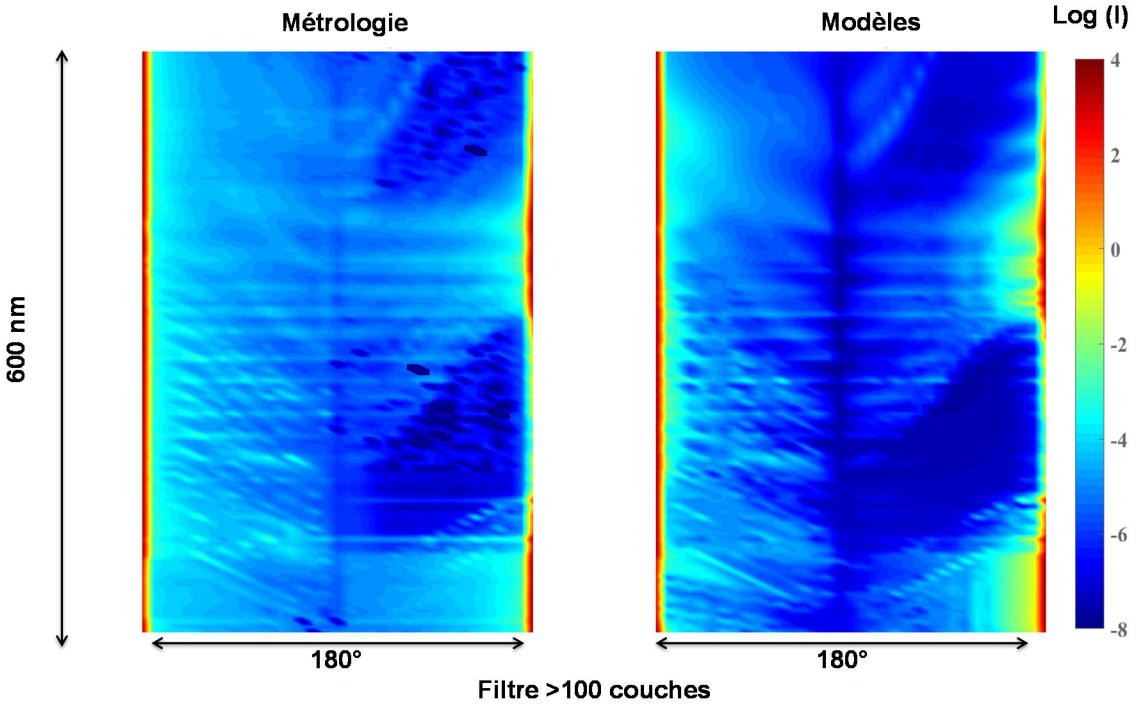

Figure 40 : Mesure (gauche) et modélisation (droite) de la cartographie de diffusion spectralement et angulairement résolue du filtre F5.

Pour des filtres présentant de très fortes réjections, l'accord entre les modèles et la métrologie reste excellent, mais n'est pas encore parfait tel qu'illustré en Figure 41 pour le filtre F4 étudié précédemment.

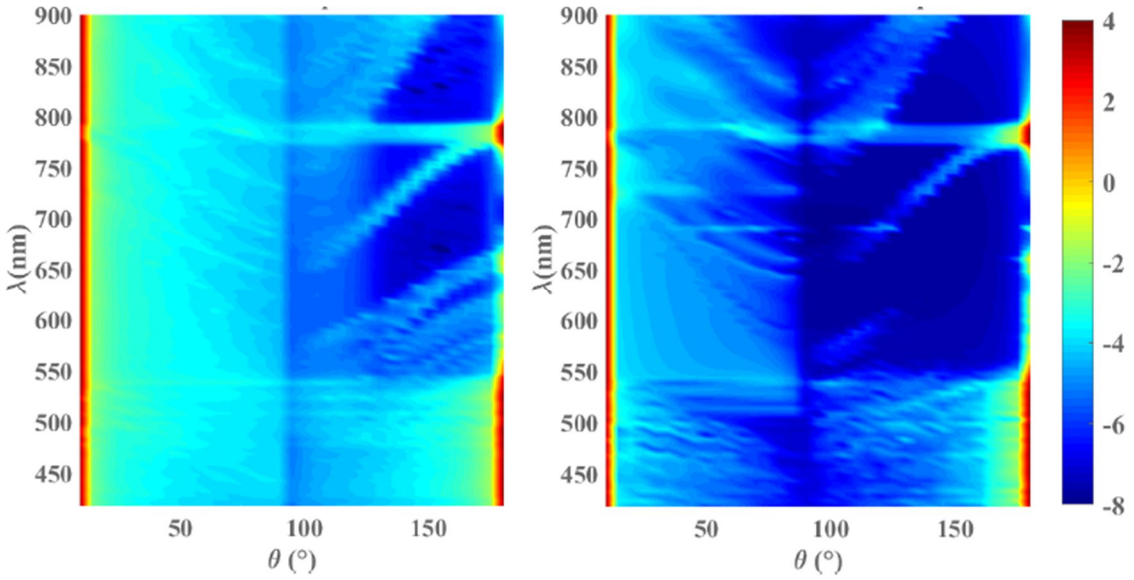

Figure 41 : Mesure (gauche) et modélisation (droite) de la cartographie de diffusion spectralement et angulairement résolue du filtre F4.

En effet, le calcul prédit correctement les emplacements des pics de diffusion mais des écarts restent notables. Ceux-ci peuvent être attribués à différentes origines comme la précision sur les épaisseurs du filtre, l'influence de la face arrière du substrat ou encore la lumière parasite piégée dans le substrat en réflexion totale interne et qui ressort par les faces latérales non correctement polies… Le calcul de ces différentes causes de lumière parasite nécessite des développements numériques et théoriques spécifiques dont la réalisation est prévue à court terme.

VI. Perspectives

Les résultats présentés dans cette partie sont les faits marquants d'un travail de 10 ans sur la modélisation et la métrologie des phénomènes de diffusion lumineuse dans les couches minces optiques, filtres interférentiels complexes et autres composants optiques. Ils ont permis d'étendre les modèles numériques à la gestion des filtres complexes et de développer des diffusomètres innovants aux performances extrêmes. Les perspectives dans cette thématique de recherche sont multiples et présentent des échéances variables.

En premier lieu et dans la continuité directe de ce qui a été présenté ici, deux axes de développement sont déjà initiés. Le premier consiste à étendre les performances de l'instrument SALSA au domaine proche infrarouge, typiquement de 1 à 2µm. Nous bénéficions pour cela du soutien du CNES dans le cadre d'une R&T dédiée (2018-2019). Le second consiste à mener des études fondamentales sur les mécanismes qui régissent les phénomènes de diffusion lumineuse dans les couches minces optiques et en particulier dans les filtres complexes. L'objectif affiché est ici de travailler au contrôle des diagrammes de diffusion angulaires ou spectraux et des recherches de financement pour une thèse sur ce sujet sont actuellement en cours.

Dans ce même contexte, au vu des premiers résultats encourageants obtenus dans le cadre d'une collaboration avec l'équipe du LIGO[43], nous travaillerons à étendre notre savoir-faire aux problématiques de lumières parasites propres aux miroirs pour la détection d'ondes gravitationnelles. Des collaborations avec l'équipe des interféromètres VIRGO et Advanced VIRGO ont été initiées via le Laboratoire AstroParticules et Cosmologie et devraient rapidement être consolidées.

Par ailleurs, l'expertise ainsi acquise sur l'instrumentation optique de pointe et la métrologie des composants optiques nous a permis de prendre le recul nécessaire pour déposer 2 brevets en 2015 portant sur la définition d'outils de caractérisation innovants. L'idée est ici de transférer ces brevets pour le développement d'instrument à bas coût permettant d'accéder rapidement et de manière fiable à des informations telles que la rugosité de la surface considérée ou sa topographie.

Le premier brevet[44] porte sur un diffusomètre à un angle qui permettra à bas coût de mesurer la rugosité de la surface éclairée avec un seul point de mesure. Le développement du prototype est en cours, grâce au support de la SATT via un contrat de maturation de 160 k€ et le financement d'un CDD d'un an d'ingénieur de recherche (Marc Minda).

Le deuxième brevet[45] porte sur la définition d'un instrument permettant d'enregistrer la topographie de la surface par une mesure de diffusion à deux faisceaux cohérents.

Enfin, nous chercherons à étendre le savoir-faire acquis sur la métrologie fine des composants optiques à d'autres applications. Deux collaborations fortes sont déjà initiées dans cette optique, la

première avec l'UMR IRSTEA ITAP et Biogemma avec qui nous avons déposé un projet commun (appel ANR de 2016) qui vient d'être validé, dans le secteur de l'agriculture de précision. En deuxième lieu, nous travaillons avec la société T-Waves technologies à l'extension des modèles de diffusion aux ondes THz et au développement d'un diffusomète THz. Ce travail est réalisé dans le cadre de la thèse de Cyndie Poulin (octobre 2015 - 2018) que je co-encadre avec Hassan Akhouayri et Meriam Triki (T-Waves).

VII. Bilan quantitatif

L'ensemble des travaux présentés dans cette partie m'a permis d'être auteur ou co-auteur de 13 publications dans des revues de rang A et de 2 brevets. Ils ont également donné lieu à 11 conférences invitées dont 8 présentées personnellement et 32 autres conférences internationales (24) ou nationales (8) dont 21 présentées personnellement.

Nous sommes à l'heure actuelle à la pointe de l'état de l'art européen et mondial sur la modélisation et la métrologie des phénomènes de diffusion lumineuse dans les couches minces optiques. De ce fait, cette thématique présente un interfaçage fort avec le tissu industriel national et européen des composants optiques de pointe et plus particulièrement du spatial. Les problématiques de diffusion et lumière parasite sont effectivement l'un des points clés dans la conception de composants embarqués. Cette position se traduit par un soutien marqué du CNES sur les dernières années auquel s'ajoutent un support de la DGA, de l'ESA et de nombreux contrats de collaboration avec les industriels de l'optique pour le spatial (EADS Sodern, CILAS, SESO, Bertin Technologies, Zeiss, Airbus, REOSC …..), et d'autres domaines (THz, PV…).

L'activité a aussi bénéficié de quelques supports académiques (Projet Région PACA 2012 – 30 k€, MI CNRS 20 k€ 2012) et les derniers brevets déposés nous ont permis d'obtenir un contrat de valorisation de la SATT pour le développement d'un nouvel instrument à hauteur de 160 k€ sur 2016.

L'ensemble de ces contrats représente un montant total d'environ 400 k€ depuis mon arrivée, parmi lesquels 470k€ acquis entre 2012 et 2017 et dont j'ai le portage et l'entière responsabilité.

Enfin dans le cadre de cette thématique, j'ai co-encadré avec Michel Lequime et Claude Amra la thèse de S. Liukaytite (DGA, 2013 - 2016) sur la métrologie de la diffusion spectralement résolue et avec HassanAkhouayri, celle de Cyndie Poulin, (Cifre T-Wave Technologies, 2105-2018). J'ai également eu la responsailité de Marc Minda, CDD IR (SATT, 2016 – 2017) sur la durée de son contrat.

Thèse soutenue :

Simona Liukaityte "Broadband spectrum and wide dynamic range instrument for measurements of reflected, transmitted and scattered flux by high performances optical filters"- soutenue le 17 novembre 2016, prix de these de l'ED 352 2016 et prix de these Aix Marseille Université 2017.

RICL : 13

1. C. Amra , M. Zerrad, M. Lequime, S. Liukaityte, "Instantaneous One-Angle White-Light Scatterometer", accepté pour publication par Optics Express

2. M. Zerrad, M. Lequime, S. Liukaityte, and C. Amra, "Parasitic light scattered by complex optical coatings: modelization and metrology," CEAS Space J. (2017).
3. M. Zerrad, S. Liukaityte, M. Lequime, C. Amra. « Light scattered by optical coatings: numerical predictions and comparison to experiment for a global analysis", Applied optics, Optical Society of America, 2016, 55, pp.9680-9687.
4. D. Vander-Hyde, C. Amra , M. Lequime, F. Magana-Sandoval, J. R. Smith , M. Zerrad, "Optical scatter of quantum noise filter cavity optics", Classical and Quantum Gravity 32, 135019 (2015).
5. A. L. Lereu, F. Lemarchand, M. Zerrad, M. Yazdanpanah and A. Passian, "Optical characterization of silver-gallium: a new material for plasmonic nanostructures" J. Appl. Phys. 117, 063110 (2015);
6. M. Zerrad, M. Lequime, and C. Amra; "Far-field spatially angle-resolved scattering measurements: practical way to recover surface topography," Opt. Eng., 53(9), 092012 (2014). doi:10.1117/1.OE.53.9.092012.
7. M. Zerrad, M. Lequime, and C. Amra, "Spatially resolved surface topography retrieved from far-field intensity scattering measurements," Applied Optics 53, A297-A304 (2014).
8. M. Zerrad, and M. Lequime, "Instantaneous spatially resolved acquisition of polarimetric and angular scattering properties in optical coatings," Applied Optics 50, C217-C221 (2011).
9. M. Lequime, M. Zerrad, C. Deumie, and C. Amra, "A goniometric light scattering instrument with high-resolution imaging," Optics Communications 282, 1265-1273 (2009).
10. M. Zerrad, C. Deumie, M. Lequime, and C. Amra, "An alternative scattering method to characterize surface roughness from transparent substrates," Optics Express 15, 9222-9231 (2007).
11. M. Zerrad, C. Deumie, S. Rul, and E. Degbe, "Optical characterization of photochromic effect," Optics Communications 273, 344-351 (2007).
12. F. Lemarchand, C. Deumie, M. Zerrad, L. Abel-Tiberini, B. Bertussi, G. Georges, B. Lazarides, M. Cathelinaud, M. Lequime, and C. Amra, "Optical characterization of an unknown single layer: Institut Fresnel contribution to the Optical Interference Coatings 2004 Topical Meeting Measurement Problem," Applied Optics 45, 1312-1318 (2006).
13. M. Zerrad, C. Deumie, M. Lequime, C. Amra, and M. Ewart, "Light-scattering characterization of transparent substrates," Applied Optics 45, 1402-1409 (2006).

Brevets :

1. « Appareil et procédé de mesure d'un état de surface ou de volume d'un objet par diffusion en champ lointain », M. Zerrad, C. Amra, M. Lequime, France, N° de brevet: FR1654500 2016

2. « Diffusomètre sans mouvement » C. Amra, M. Zerrad, M. Lequime. ICG30205 FR , 3 juillet 2015

Conférences invitées :

1. M. Zerrad, M. Lequime, and C. Amra , "Ultra wide range measurement of the spectral properties of thin-film filters: Specular and scattered light metrology", Frontiers of Optical Coatings, Canton Chine, 2017
2. M. Lequime, S. Liukaityte, M. Zerrad, C. Amra, "Ultra-Wide Dynamic Range System for the Spectral Characterization of Thin-Film Optical Filters", Laser Optics an Photonics, Valencia, Spain 2017

3. M. Zerrad, M. Lequime, S. Liukaityte and C. Amra , « Phénomènes de diffusion lumineuse dans les filtres interférentiels complexes », journée RTS –CNES, Radiomètres Imageurs, Toulouse, 2016
4. S. Liukaityte, M. Zerrad, M. Lequime, C. Amra. Wide angle light scattering from filters for hyperspectral imaging : Development of a metrology tool. Lasers : Science and Technologies, Aug 2016, Vilnius, Lithuania. 2016
5. M. Lequime, S. Liukaityte, M. Zerrad, C. Amra, "Wide-range Multimodal Characterization of the Optical Properties of Complex Thin-film Filters", Optical Interference coatings, OSA, Tucson, USA, 2016
6. *M. Zerrad, S. Lukaityte, Michel Lequime, Claude Amra,* Phénomènes de diffusion lumineuse dans les filtres interférentiels complexes, RTS – CNES – Toulouse - 2016
7. M. Zerrad, M. Lequime, S. Liukaityte and C. Amra, "New challenges in light scattering studies for complex optical components" Optical Fabrication, Testing and Metrology, JENA 2105
8. M. Zerrad, M. Lequime, C. Amra, "Light Scattering & optical multilayers : Modelization and Characterization" CNano PACA scientific days 2014
9. M. Zerrad, M. Lequime, C. Amra, "Light Scattering & optical components: Modelization and characterization", Optical Fabrication and Testing, Optical society of America, Monterey, USA, 2012, invited paper
10. M. Zerrad, M. Lequime, C. Amra, "Multimodal high-sensitivity ARS set-up" Multimodal high-sensitivity ARS set-up" Optical Fabrication, Testing, and Metrology IV at SPIE Europe Optical Systems Design, Marseillle, France 2011, invited paper
11. M. Zerrad, M. Lequime, C. Deumie, and C. Amra, "Development of a goniometric light scatter instrument with sample imaging ability," presented at the SPIE Europe Optical Systems Design, Optical Fabrication, Testing, and Metrology III, invited paper, Glasgow, United Kingdom, 2008. Vol: 7102

Partie II :

Polarisation en milieu désordonné :

Optique statistique, optique

électromagnétique

Nous nous sommes jusqu'ici intéressés aux milieux dits perturbatifs, qui sont par définition faiblement diffusants, alors qu'une grande partie des milieux et matériaux naturels n'entrent pas dans cette catégorie et sont considérés comme des milieux fortement diffusants. Compte tenu de leur complexité, le comportement en diffusion de ces milieux est difficile voire impossible à prédire en l'état actuel des connaissances et des outils numériques.

La discrimination de l'origine de la diffusion est une problématique de longue date dans le domaine de la diffusion lumineuse. Aujourd'hui, cette problématique est revenue en force avec l'augmentation du nombre de techniques qui cherchent à imager ou détecter à travers un milieu diffusant[46–54], ou encore à identifier l'origine d'un signal entre plusieurs sources de diffusion[55–72]. C'est par ailleurs une problématique historique au laboratoire, qui est apparue avec les premières questions sur le niveau de diffusion dans les couches minces optiques[11]. Il s'agissait en effet de savoir si les pertes par diffusion provenaient de la surface des couches (et donc de la rugosité) ou de leur volume (et donc de leur hétérogénéité). Nous nous sommes à nouveau intéressés à ce problème en 2007 et c'est tout naturellement que les recherches menées sur ce thème ont évolué et nous ont poussés à nous intéresser à l'identification de signatures de l'origine de la diffusion pour les milieux fortement diffusants. Ces signatures sont étroitement liées au comportement polarimétrique de la lumière diffuse ainsi qu'au comportement statistique du speckle diffusé dans le cas d'un éclairage monochromatique, ce qui nous a permis d'étendre nos études à la prise en compte de ces phénomènes. C'est ainsi qu'est née, en 2012, la thématique « Lumière complexe en milieu désordonné » de l'équipe CONCEPT qui porte aujourd'hui l'une des activités phares du laboratoire dans le Thème « Ondes aléatoires et traitement de l'information ». Enfin l'émergence de cette thématique est indissociable du succès du projet ANR TraMEL (Transitions Multi-Echelles entre régimes de polarisation de la Lumière diffuse) porté par Claude Amra et fédérant 4 équipes de l'IF et l'ONERA-DOTA (Xavier Orlik). TraMel a été accepté en 2010 et financé de 2011 à 2015 à hauteur de 500 k€ dont 400k€ pour l'Institut Fresnel parmi lesquels 310 k€ fléchés sur l'équipe CONCEPT dont 150 k€ sous ma responsabilité.

Je travaille sur cette thématique avec Claude Amra depuis 2007 et Gabriel Soriano nous a rejoints en 2011. J'ai par ailleurs co-encadré 3 thèses avec Claude Amra, dont 2 sont déjà soutenues : Jacques Sorrentini (financement BDI – Région PACA, 2008 -2011), Ayman Ghabbach (ANR TRaMEL– 2011-2015) et la thèse de Quentin Ailloud en cours (CNES-Région PACA – 2015-2018). Nous présentons dans les parties qui suivent une multitude de résultats originaux, théoriques et expérimentaux, qui concernent la dépolarisation spatiale, la repolarisation temporelle, la dépolarisation temporelle… Nous mettons également en évidence le lien entre ces différents phénomènes, ainsi que leur relation à la microstructure des milieux sondés.

I. Discrimination surface/volume et statistiques d'intensité

En termes d'enjeux scientifiques, le premier objectif était pour nous de discriminer l'origine de la diffusion entre la surface et le volume du milieu étudié. Nous avons pour cela proposé une technique qui utilise le comportement statistique du speckle diffusé.

Un exemple d'application est illustré ici sur des échantillons présentant des lois lambertiennes de diffusion calibrées et identiques en intensité (Figure 42) mais dont la diffusion est d'origine

volumique pour l'un (MgF2 compacté) et surfacique pour l'autre (surface fortement rugueuse avec un traitement métallique).

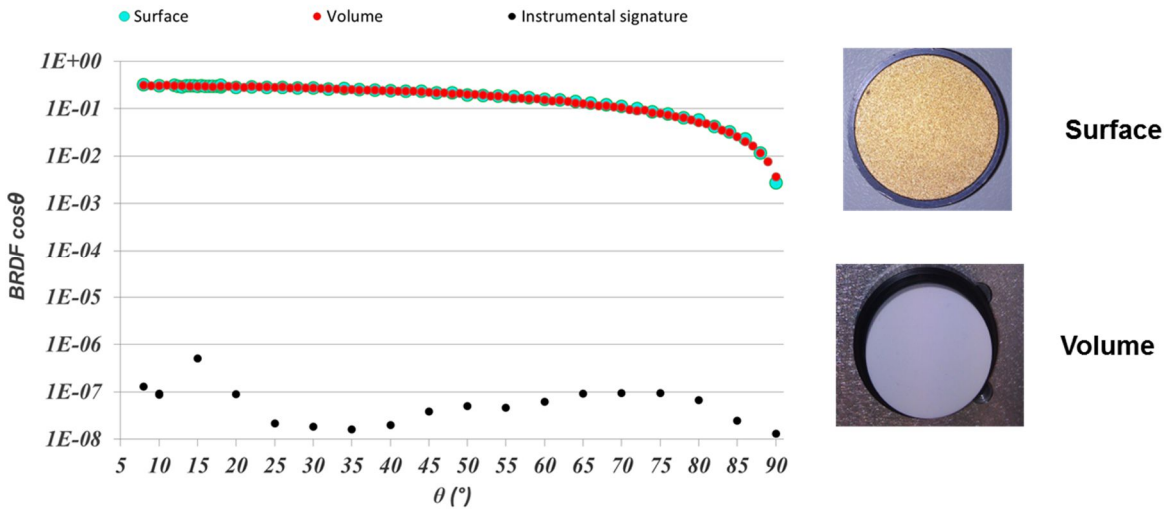

Figure 42 : Indicatrices de diffusion mesurées sur 2 échantillons étalons lambertiens, l'un volumique, l'autre surfacique.

On peut voir que les indicatrices de diffusion sont parfaitement superposées et ne permettent donc pas de discriminer les deux échantillons. Pour pallier cette difficulté, on enregistre maintenant une cartographie du speckle diffusé par chacun de ces échantillons en positionnant une matrice CCD en champ lointain à 30° de la normale à l'échantillon lorsque celui-ci est éclairé en incidence normale par un laser He-Ne non polarisé. Les cartographies d'intensité mesurées sur chacun des échantillons sont données Figure 43 ainsi que leurs histogrammes d'intensités normés sous forme de fonction de densité de probabilité (pdf). La figure parle d'elle-même dans la mesure où les histogrammes d'intensité fournissent une discrimination immédiate.

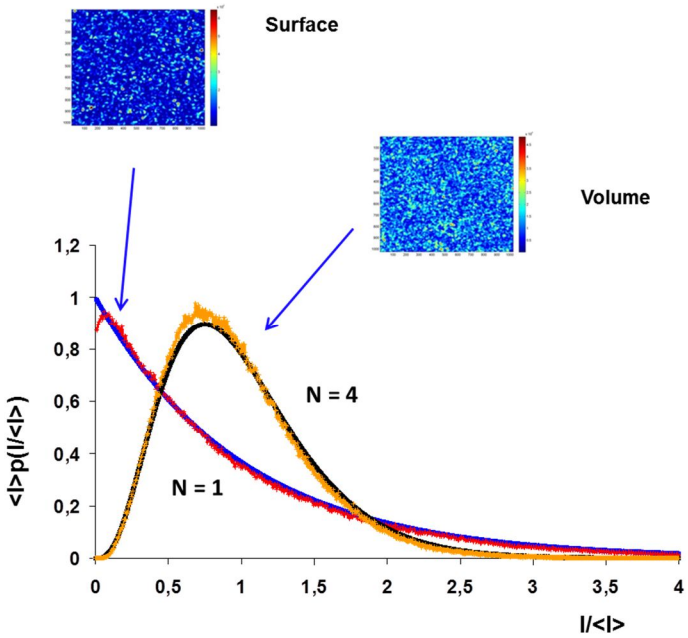

Figure 43 : Cartographies de speckle mesurées sur 2 échantillons surfacique et volumique. pdf extraites des mesures comparées aux lois Gamma théoriques d'ordre 1 et 4.

Par ailleurs, d'un point de vue théorique[73], on sait que la somme de N speckles d'intensité I_n de même valeur moyenne a pour répartition statistique une loi Gamma d'ordre N si les N speckles sont indépendants, et d'ordre 1 s'ils sont corrélés. La loi Gamma étant définie par :

$$P\left(\frac{I}{\langle I\rangle}\right)=\frac{N^N I^{N-1} e^{-N\frac{I}{\langle I\rangle}}}{(N-1)!\langle I\rangle^N} \qquad \textbf{(2)}$$

On peut constater[74] en Figure 43 que le speckle d'origine surfacique suit une loi Gamma d'ordre 1, alors que le speckle volumique suit une loi Gamma d'ordre 4.

Ce résultat a dans un premier temps été surprenant, puisque la littérature[73] faisait généralement état de discriminations similaires avec des lois Gamma d'ordre 1 ou 2, au lieu de 4. Nous avons donc cherché à l'expliquer en s'appuyant sur notre expertise en électromagnétisme pour l'étude des milieux désordonnés.

Nous nous plaçons dans la configuration de mesure décrite Figure 44. Le champ incident est un laser HeNe émettant à 633 nm décrit par un champ électrique vectoriel $\vec{E}$.

Par souci de lisibilité, nous utiliserons dans l'ensemble de cette partie les signaux analytiques et donc une représentation complexe du champ spatio-temporel. Ainsi une composante scalaire en champ lointain du champ électromagnétique défini en un instant t et une direction (θ,ϕ) de l'espace pour la longueur d'onde $\lambda=2\pi c/\omega$ avec c, la vitesse de la lumière, s'écrit :

$$E(\theta,\phi,\lambda,t)=A(\theta,\phi,\lambda,t)e^{j\phi(\theta,\phi,\lambda,t)}e^{-j\omega t} \qquad \textbf{(3)}$$

où A et ϕ sont des fonctions à valeurs réelles définissant l'amplitude et la phase du champ électromagnétique considéré.

Un champ vectoriel est défini de la même manière sur chacune de ses composantes perpendiculaires à la direction de propagation. On choisira ici, comme c'est généralement le cas pour les études de polarisation, d'utiliser la base des axes propres de polarisation dits parallèle et orthogonal, TE et TM ou s et p.

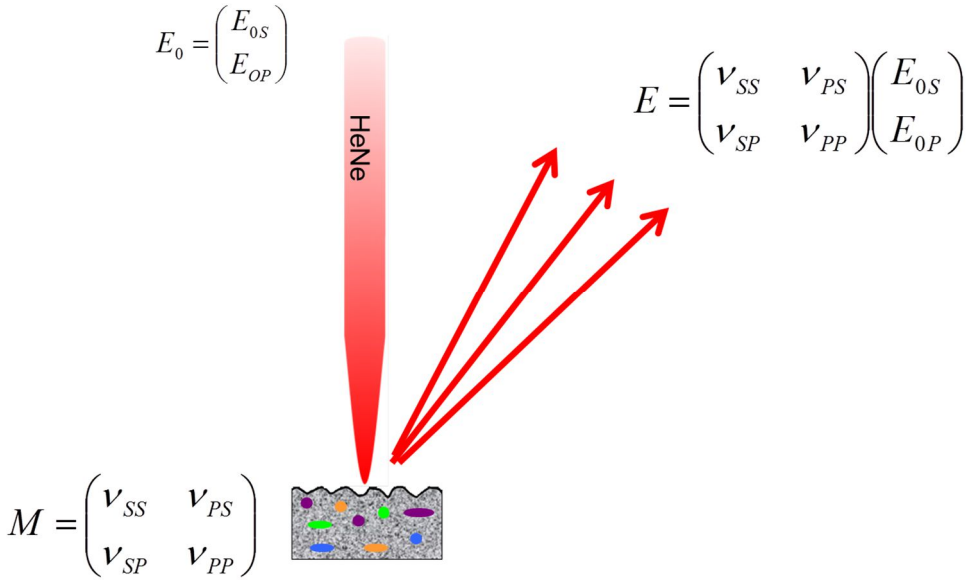

Figure 44 : Définition schématique des champs incident et diffusé ainsi que de la matrice de diffusion

On considère le champ incident vectoriel $\overrightarrow{E_0}$ défini sur la base des 2 états de polarisation orthogonaux $\overrightarrow{e_s}$ et $\overrightarrow{e_p}$ par ses deux composantes E_{0S} et E_{0P}. On peut donc écrire :

$$\overrightarrow{E_0} = E_{0S}\overrightarrow{e_S} + E_{0P}\overrightarrow{e_P} = \begin{pmatrix} E_{0S} \\ E_{0P} \end{pmatrix} = \left| \begin{matrix} A_{0S}(\theta,\phi,\lambda,t)e^{j\phi_{0S}(\theta,\phi,\lambda,t)}e^{j\omega t} \\ A_{0P}(\theta,\phi,\lambda,t)e^{j\phi_{0P}(\theta,\phi,\lambda,t)}e^{j\omega t} \end{matrix} \right. \quad \textbf{(4)}$$

Ce champ électromagnétique définit l'onde lumineuse issue du laser source et incidente sur le matériau. Les valeurs en phase et en amplitude des deux composantes du vecteur ainsi que leurs variations temporelles dépendent de la polarisation, de la longueur d'onde et de l'angle d'incidence.

Le milieu éclairé est, quant à lui, supposé inerte et pris en compte via la matrice de diffusion [S] définie équation (5) où les coefficients $\nu_{i,j}$ sont des coefficients complexes de diffusion. Ils dépendent de la position *(θ,ϕ)* et la longueur d'onde λ:

$$S(\theta,\phi,\lambda) = \begin{pmatrix} \nu_{ss} & \nu_{ps} \\ \nu_{ps} & \nu_{pp} \end{pmatrix}(\theta,\phi,\lambda) \quad \textbf{(5)}$$

Dans ces conditions, le champ diffusé est en chaque point le produit du champ incident par la matrice de diffusion :

$$E(\theta,\phi,\lambda) = S(\theta,\phi,\lambda).E_0(\theta,\phi,\lambda) = \begin{pmatrix} \nu_{ss}(\theta,\phi,\lambda) & \nu_{ps}(\theta,\phi,\lambda) \\ \nu_{ps}(\theta,\phi,\lambda) & \nu_{pp}(\theta,\phi,\lambda) \end{pmatrix} \left| \begin{matrix} E_{0S}(\theta,\phi,\lambda,t) \\ E_{0P}(\theta,\phi,\lambda,t) \end{matrix} \right. \quad \textbf{(6)}$$

Pour alléger l'écriture et privilégier la compréhension, on omettra désormais d'écrire les variables des champs électromagnétiques et des coefficients de diffusion, soit :

$$E = \left| \begin{matrix} \nu_{ss}E_{0S} + \nu_{ps}E_{0P} \\ \nu_{sp}E_{0S} + \nu_{pp}E_{0P} \end{matrix} \right. \quad \textbf{(7)}$$

Les détecteurs optiques sont des détecteurs quadratiques et intégrateurs ; le signal I enregistré sur chaque pixel de la caméra CCD est donc la valeur moyenne du module au carré du champ sur le temps d'intégration du détecteur T. On notera cette moyenne sur le temps $\langle\ \rangle$, et elle est définie comme suit :

$$I(\theta,\phi)=\left\langle\left|E(\theta,\phi)\right|^2\right\rangle=\frac{1}{T}\int_{-T/2}^{T/2}\left|E(\theta,\phi,t)\right|^2 dt \qquad \textbf{(8)}$$

Si on utilise l'expression (7), et parce que les modes de polarisation sont orthogonaux, on peut écrire l'intensité comme:

$$\begin{aligned} I(\theta,\phi)&=\left\langle\left|E_S\right|^2+\left|E_P\right|^2\right\rangle \\ &=\left\langle\left|\nu_{ss}E_{0S}+\nu_{ps}E_{0P}\right|^2+\left|\nu_{sp}E_{0S}+\nu_{pp}E_{0P}\right|^2\right\rangle \end{aligned} \qquad \textbf{(9)}$$

Après développement, on obtient une somme de 6 termes dont 4 sont quadratiques:

$$I(\theta,\phi)=\left\langle\left|\nu_{ss}E_{0S}\right|^2\right\rangle+\left\langle\left|\nu_{ps}E_{0P}\right|^2\right\rangle+\left\langle\left|\nu_{sp}E_{0S}\right|^2\right\rangle+\left\langle\left|\nu_{pp}E_{0P}\right|^2\right\rangle+2\left\langle\Re\left(\nu_{ss}\overline{\nu_{ps}}E_{0s}\overline{E_{0P}}+\nu_{sp}\overline{\nu_{pp}}E_{0s}\overline{E_{0P}}\right)\right\rangle \qquad \textbf{(10)}$$

Pour rappel, les échantillons mesurés étant des matériaux solides, ils sont fixes dans le temps et il en est de même de la matrice de diffusion. Par conséquent :

$$\begin{aligned} I(\theta,\phi)&=\left|\nu_{ss}\right|^2\left\langle\left|E_{0S}\right|^2\right\rangle+\left|\nu_{ps}\right|^2\left\langle\left|E_{0P}\right|^2\right\rangle+\left|\nu_{sp}\right|^2\left\langle\left|E_{0S}\right|^2\right\rangle+\left|\nu_{pp}\right|^2\left\langle\left|E_{0P}\right|^2\right\rangle \\ &+2\Re\left(\nu_{ss}\overline{\nu_{ps}}\left\langle E_{0s}\overline{E_{0P}}\right\rangle\right)+2\Re\left(\nu_{sp}\overline{\nu_{pp}}\left\langle E_{0s}\overline{E_{0P}}\right\rangle\right) \end{aligned} \qquad \textbf{(11)}$$

$$I(\theta,\phi)=\left\langle\left|E_{0S}\right|^2\right\rangle\left\{\left|\nu_{ss}\right|^2+\left|\nu_{ps}\right|^2\frac{\left\langle\left|E_{0P}\right|^2\right\rangle}{\left\langle\left|E_{0S}\right|^2\right\rangle}+\left|\nu_{sp}\right|^2+\left|\nu_{pp}\right|^2\frac{\left\langle\left|E_{0P}\right|^2\right\rangle}{\left\langle\left|E_{0S}\right|^2\right\rangle}+2\Re\left[\left(\nu_{ss}\overline{\nu_{ps}}+\nu_{sp}\overline{\nu_{pp}}\right)\mu_0\right]\right\} \qquad \textbf{(12)}$$

On introduit alors le coefficient de cohérence mutuelle μ_0:

$$\mu_0=\frac{\left\langle E_{0s}\overline{E_{0P}}\right\rangle}{\sqrt{\left\langle\left|E_{0S}\right|^2\right\rangle\left\langle\left|E_{0P}\right|^2\right\rangle}} \qquad \textbf{(13)}$$

A ce stade, il est important de rappeler que nous utilisons pour l'expérience un laser He-Ne non polarisé. De ce fait, le degré de polarisation de la lumière incidente est nul, ce qui se traduit par un taux de polarisation $\left\langle\left|E_{0P}\right|^2\right\rangle/\left\langle\left|E_{0S}\right|^2\right\rangle=I_{0P}/I_{0S}$ constant et égal à 1, ainsi qu'un coefficient de cohérence mutuelle μ_0 égal à 0. En prenant en compte ce paramètre dans l'équation (12), on s'aperçoit que l'intensité mesurée en chaque point de la matrice CCD qui a enregistré les cartographies de speckle s'exprime comme une somme de 4 intensités, chacune correspondant à l'effet de l'un des coefficients de la matrice de diffusion :

$$I(\theta,\phi)=\left\langle\left|E_{0S}\right|^2\right\rangle\left(\left|\nu_{ss}\right|^2+\left|\nu_{ps}\right|^2+\left|\nu_{sp}\right|^2+\left|\nu_{pp}\right|^2\right) \qquad \textbf{(14)}$$

On se retrouve finalement dans le cas d'une intensité I qui est la somme de 4 speckles pleinement développés. L'ordre statistique de la loi Gamma résultante dépend donc du niveau de corrélation entre les différents speckles, soit entre les coefficients de diffusion.

Dans le cas de faibles diffusions décrites par des régimes perturbatifs, on sait que la matrice de diffusion correspondante ne présente pas de termes croisés, ce qui signifie qu'il n' y a pas de changement de mode de polarisation dans le plan d'incidence. Ceci vaut pour les surfaces et volumes faiblement diffusants.

Pour les fortes diffusions, les matrices s'écrivent différemment, avec des coefficients du même ordre de grandeur sur les 4 termes de la matrice de diffusion. Toutefois les surfaces et les volumes se comportent différemment ; en particulier la majorité des surfaces utilisées, même lorsqu'elles diffusent totalement le flux incident, révèlent des pentes modérées, inférieures à 20%. Ceci a pour conséquence de réduire le rôle des réflexions multiples, notamment pour les diélectriques, et de réduire en conséquence la valeur des coefficients croisés de la matrice de diffusion. En d'autres termes, du point de vue de la polarisation, les surfaces se comportent comme des objets perturbatifs et nous verrons qu'elles conservent globalement la mémoire de la polarisation incidente. Pour sortir de ce régime, il faudrait disposer de surfaces à très grande pente, que nous n'avons pas réussi à avoir à disposition.

Dans ce contexte, ce sont les volumes fortement diffusants qui permettent de sortir du régime perturbatif, avec des coefficients croisés non nuls dans la matrice de diffusion. C'est le cas de l'échantillon testé Figure 43, pour lequel les 4 termes de la matrice de diffusion sont de même poids, et indépendants.

$$S_{surface} = \begin{pmatrix} \nu & 0 \\ 0 & \nu \end{pmatrix} \qquad S_{volume} = \begin{pmatrix} \nu_{ss} & \nu_{ps} \\ \nu_{ps} & \nu_{pp} \end{pmatrix} \qquad \textbf{(15)}$$

Au final, l'intensité mesurée (14) s'écrit comme la somme de 2 termes corrélés dans le cas surfacique, ce qui explique que la statistique du speckle correspondant suive une loi Gamma d'ordre 1. A l'inverse, dans le cas volumique on a la somme de 4 termes d'intensité décorrélés, ce qui confirme la loi Gamma d'ordre 4 mesurée.

L'originalité de cette approche est de mettre en évidence le lien étroit qui existe entre la statistique spatiale des intensités et la corrélation temporelle des champs électromagnétiques, donc leur comportement polarimétrique que nous allons maintenant chercher à étudier de plus près. On notera ici que nous disposons d'une méthode extrêmement simple et peu coûteuse pour identifier l'origine de la diffusion ; un brevet a été déposé en conséquence[75].

II. Dépolarisation spatiale

La dépolarisation spatiale est un processus similaire à la dépolarisation temporelle. Toutefois ce phénomène est nettement moins connu, et rarement identifié ou expliqué. Par ailleurs, on ne dispose pas de données quantitatives sur ce processus, pourtant omniprésent dans une majorité d'expériences ou de systèmes optiques. C'est dans ce contexte que nous avons voulu effectuer une mise au point dont on verra qu'elle nous a menés bien au-delà des objectifs initiaux.

A. Cas d'un éclairage polarisé

Considérons à nouveau les deux échantillons de la partie précédente. Ceux-ci sont maintenant éclairés par un laser He-Ne polarisé linéaire à 45°. Si l'on mesure le degré de polarisation de la lumière diffusée par une méthode classique[76] en utilisant une photodiode précédée d'un analyseur et d'une lame déphasante, on obtient un degré de polarisation de 0,05 pour le volume et de 0,96 pour la surface. Ce résultat confirme l'effet dépolarisant qu'on attribue généralement aux volumes désordonnés et pas aux surfaces diffusantes. On remarque par ailleurs la présence de dépolarisation spatiale, seul phénomène capable d'expliquer la dépolarisation locale observée, dans la mesure où le faisceau incident est parfaitement monochromatique et totalement polarisé.

Si maintenant on utilise un capteur pixellisé qui résout le grain de speckle, soit la même matrice CCD que précédemment, on va pouvoir enregistrer, sur l'ensemble de la cartographie de speckle, un état et degré de polarisation par pixel. Les paramètres locaux de polarisation ainsi mesurés sont tracés sur la sphère de Poincaré Figure 45 pour 500 pixels sur les 10^6 enregistrés. Chaque point représenté sur la sphère correspond à un pixel sur la cartographie d'intensité.

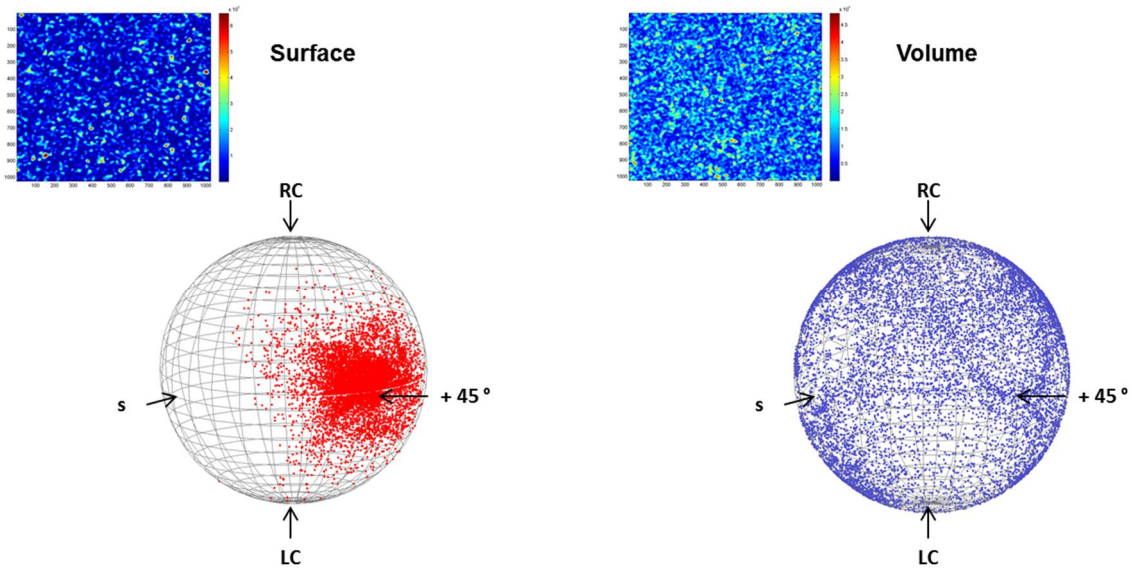

Figure 45 : Mesure des états de polarisation locaux sur des cartographies de speckle d'origine volumique et surfacique. Cartographies d'intensité correspondantes.

On peut apercevoir sur ces résultats, deux phénomènes notables. Le premier est que quel que soit l'échantillon, chaque point de mesure présente un degré de polarisation local égal à 1 et est, en conséquence, positionné à la surface de la sphère. Par ailleurs, l'ensemble des états de polarisation pris par le speckle d'origine surfacique reste localisé autour de l'état de polarisation incident ; on parle alors d'effet mémoire intense. A l'inverse, pour le speckle volumique, on couvre l'intégralité de la sphère de Poincaré, de sorte que l'on perd l'effet mémoire sur la polarisation.

En conclusion, il apparaît que quelle que soit l'origine de la diffusion, le speckle mesuré est en tout point polarisé, au sens classique du terme (local et temporel). On a par ailleurs une conservation de l'état de polarisation incident dans le cas d'une diffusion surfacique alors que la diffusion volumique ne garde aucune mémoire de l'état de polarisation incident. C'est en outre cette dernière dispersion intense des états de polarisation volumiques qui est à l'origine de la dépolarisation macroscopique (spatiale) mesurée dans le cas du volume et que nous avons cherché à quantifier.

B. Quantification de la dépolarisation spatiale

Pour ce faire, nous allons revenir à la définition du degré de polarisation. Pour une lumière décrite par un champ électrique vectoriel $\vec{E}$ défini par ses deux composantes E_s et E_p, on définit le degré de polarisation temporel et local (DOP) du champ à partir de la matrice de cohérence J donnée en équation (17) où les moyennes sont des moyennes temporelles. Ce DOP est par ailleurs construit pour être compris entre 0 et 1.

En chaque point de l'espace, on peut écrire :

$$DOP(\vec{\rho}) = \sqrt{1 - 4\frac{\det\{J(\vec{\rho})\}}{[tr\{J(\vec{\rho})\}]^2}} \qquad \textbf{(16)}$$

Avec

$$J(\vec{\rho}) = E(\vec{\rho})^t E(\vec{\rho})^* = \begin{pmatrix} \langle E_S E_S^* \rangle & \langle E_S E_P^* \rangle \\ \langle E_P E_S^* \rangle & \langle E_P E_P^* \rangle \end{pmatrix} \qquad \textbf{(17)}$$

Lorsque le milieu est éclairé par une onde monochromatique pleinement polarisée, chacun des termes de la matrice de cohérence est indépendant du temps. Ainsi les moyennes temporelles n'ont plus lieu d'être et la trace de la matrice est égale à son déterminant, de sorte qu'en chaque point de l'espace, on a un degré de polarisation unitaire (DOP=1).

Considérons maintenant, non plus un pixel unique, mais l'ensemble des pixels correspondant à une certaine ouverture angulaire $\Delta\Omega$, avec pour point d'origine la position ρ caractérisée par la direction (θ,ϕ). La matrice de cohérence s'écrit alors en fonction des moyennes spatiales comme :

$$J(\vec{\rho},\Delta\Omega) = \langle E.^t E^* \rangle_{\Delta\Omega} = \begin{pmatrix} \langle |E_S|^2 \rangle_{\Delta\Omega} & \langle E_S.(E_P)^* \rangle_{\Delta\Omega} \\ \langle E_S.(E_P)^* \rangle_{\Delta\Omega} & \langle |E_P|^2 \rangle_{\Delta\Omega} \end{pmatrix} \qquad \textbf{(18)}$$

On peut alors définir un degré de polarisation (MDOP) prenant en compte l'ouverture angulaire $\Delta\Omega$:

$$MDOP(\vec{\rho},\Delta\Omega) = \sqrt{1 - 4\frac{\det(J(\vec{\rho},\Delta\Omega))}{[tr(J(\vec{\rho},\Delta\Omega))]^2}} \qquad \textbf{(19)}$$

Ce degré de polarisation traduit le fait qu'un grand nombre d'états de polarisation sont collectés simultanément par le détecteur d'angle solide $\Delta\Omega$, avec pour effet que la lumière apparaît comme partiellement ou totalement dépolarisée. Il s'agit donc bien d'un phénomène de dépolarisation spatiale.

Contrairement au DOP temporel qui ne met en jeu qu'une seule échelle de temps, le MDOP spatial dépend de l'ouverture angulaire, de sorte qu'il faut procéder à une analyse multi-échelle. Les mesures présentées Figure 45 nous permettent d'extraire l'évolution du degré de polarisation multi-échelle ainsi calculé pour le même point de départ sur les deux échantillons en fonction de l'ouverture $\Delta\Omega$ d'un macro-pixel équivalent. L'angle d'ouverture $\Delta\Omega$ est défini en nombre de grains de speckle intégrés par le macro-pixel. On peut voir que la lumière diffusée par la surface rugueuse reste pleinement polarisée indépendamment de l'ouverture du récepteur. A l'inverse, pour un

volume diffusant, lorsque le domaine d'intégration dépasse la taille d'un grain de speckle, le degré de polarisation décroît rapidement avec l'augmentation de la taille du détecteur. On notera par ailleurs que la décroissance n'est pas nécessairement monotone.

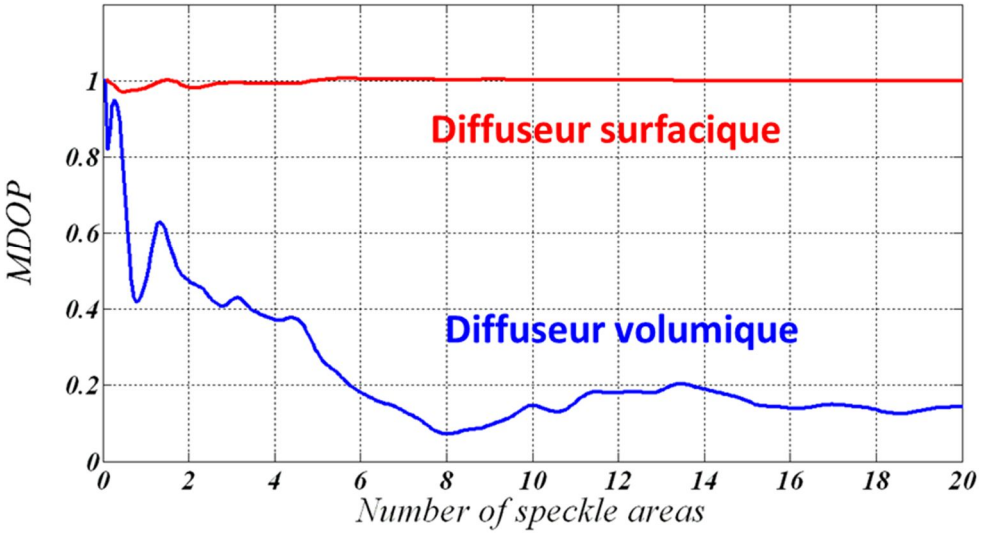

Figure 46 : Degré de polarisation multi-échelle mesuré sur les échantillons surfacique et volumique de référence

La dépolarisation macroscopique constatée sur les volumes diffusants est donc le résultat d'un processus de dépolarisation spatiale qui lui-même est la conséquence de la grande dispersion des états de polarisation présents dans le champ diffusé. Nous allons maintenant voir s'il est possible de relier ce phénomène à la microstructure du milieu éclairé.

C. Modélisation électromagnétique de la dépolarisation par des surfaces très rugueuses

Pour répondre à cette problématique, nous avons considéré un panel de surfaces rugueuses 1D et calculé, de manière exacte, le champ diffusé par ces surfaces lorsqu'elles reçoivent un éclairage parfaitement monochromatique, polarisé linéaire à 45°. La méthode numérique utilisée est le formalisme intégral de frontière développé par Gabriel Soriano et adapté dans le cadre du projet TraMel. Nous avons utilisé ces données pour analyser la diffusion par des surfaces d'aluminium 1D de 5 mm de longueur, présentant une longueur de corrélation L_{cor} comprise entre 100 nm et 3 µm et une hauteur quadratique moyenne h_{rms} variant de 1 nm à 100 nm. Les calculs ont été réalisés en incidence normale, pour des angles de diffusion compris entre 0 et 30° avec une résolution angulaire de 10^{-2} degré, ce qui permet de résoudre la taille du grain de speckle en ayant une dizaine de points de calculs par grain.

Pour mieux appréhender les choses, on considère tout d'abord l'évolution des paramètres polarimétriques en fonction de l'angle de diffusion sur 1° pour 2 cas extrêmes, une surface très faiblement rugueuse (courbes bleues) et une fortement rugueuse (courbes rouges). La Figure 47 présente l'évolution du déphasage polarimétrique du champ total δ, dont on peut voir qu'il reste constant malgré les variations d'intensité correspondante dans le cas de la surface faiblement rugueuse. A l'inverse, ce déphasage est équi-réparti entre $-\pi$ et π pour la surface fortement rugueuse.

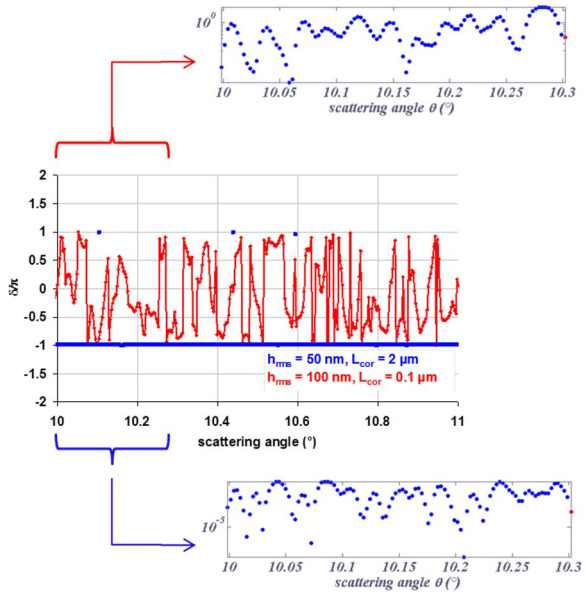

Figure 47: Evolution angulaire du déphase polarimétrique du champ diffusé δ pour 2 surfaces extrêmes et indicatrices de diffusion correspondantes. Paramètres des surfaces : h_{rms}=50 nm, L_{cor}=2 µm (bleue) and h_{rms}= 100 nm, L_{cor}=0.1 µm (rouge)

On trace également en Figure 48 l'évolution angulaire du taux de polarisation $\beta = |E_p|^2 / |E_S|^2$. Ce taux reste constant égal à 1 pour la première surface mais prend un large éventail de valeurs pour la surface très rugueuse. Cela se traduit par un histogramme piqué ou élargi traduisant une certaine dispersion des états de polarisation pour la surface rugueuse en fonction de sa pente moyenne.

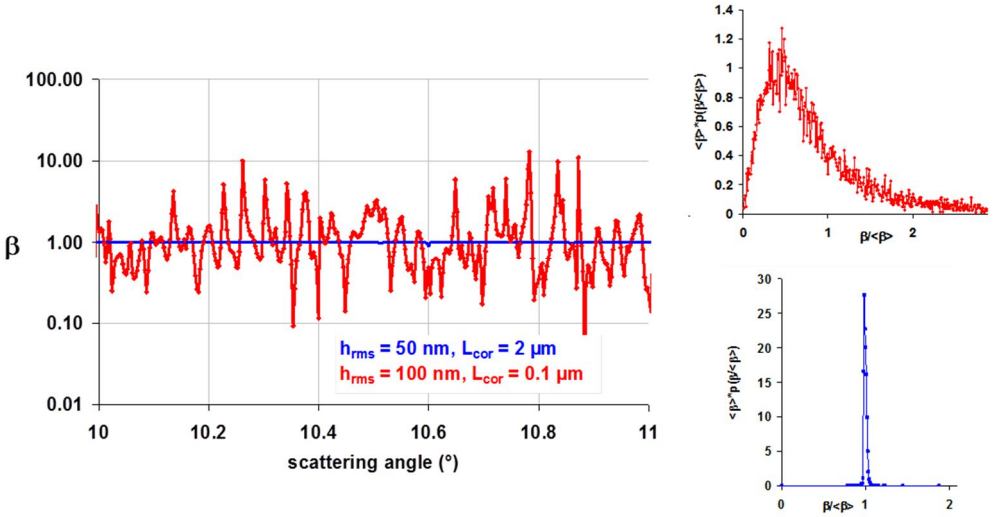

Figure 48 : Taux de polarisation β du champ diffusé par 2 surfaces dont les paramètres sont h_{rms} = 50 nm, L_{cor}=2 µm et h_{rms}= 100 nm, L_{cor}=0,1 µm et histogrammes correspondants

Cette dispersion peut se confirmer Figure 49 si on s'intéresse à la variation locale d'états de polarisation calculés sur une ouverture angulaire de 1° pour un panel de surfaces présentant un facteur de pente allant de 1% à 100%. On peut voir que la surface couverte sur la sphère sur quelques dizaines de grains de speckle évolue d'une petite zone autour de la réponse spéculaire pour un facteur de pente de 1%, à l'intégralité de la sphère pour des pentes de 100%. En conséquence, la dépolarisation spatiale quantifiée Figure 50 pour ces mêmes surfaces est d'autant plus rapide que la pente est forte.

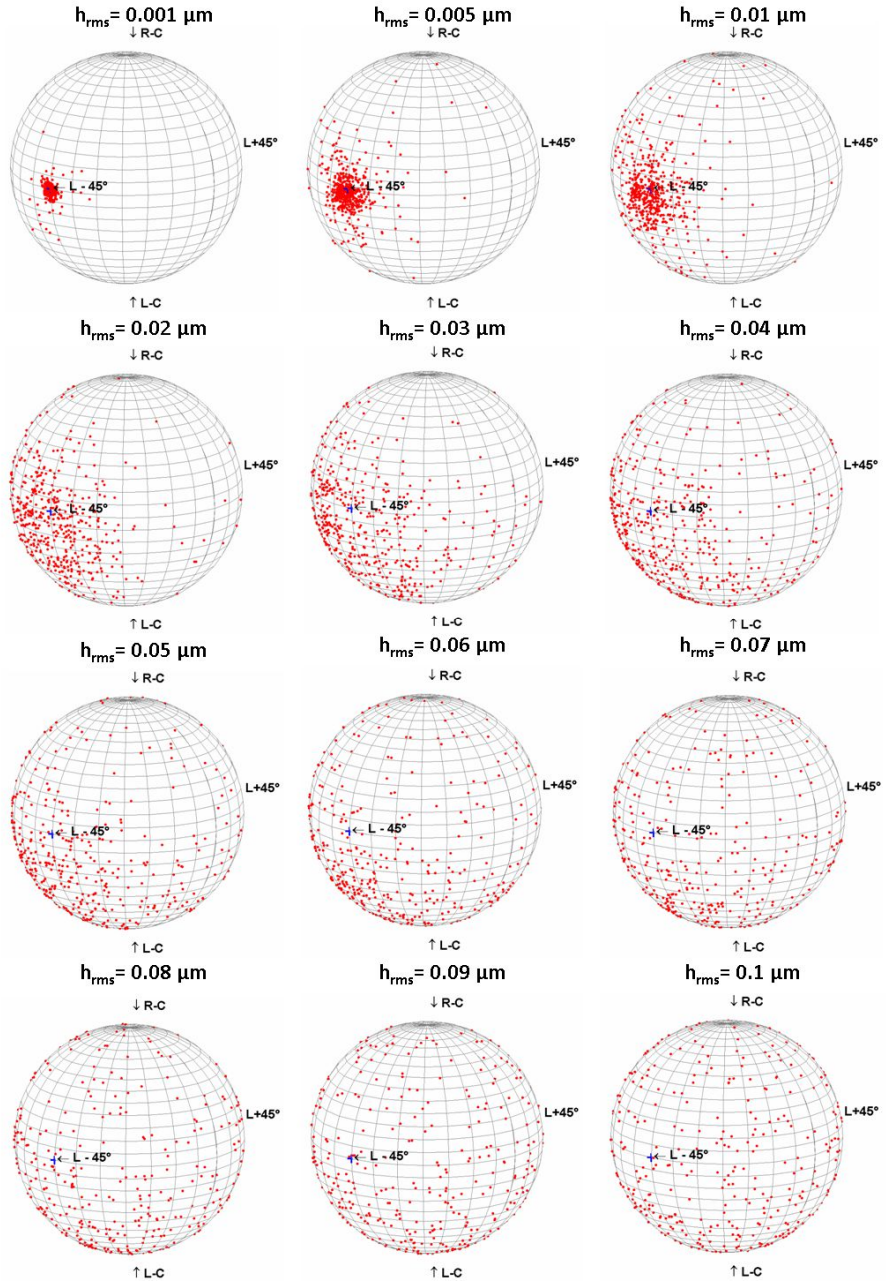

Figure 49 : Répartition des états de polarisation pris par 100 grains de speckle sur une ouverture angulaire de 1° pour différentes surfaces de longueur de corrélation 100 nm et de rugosité comprise entre 1 et 100 nm (facteurs de pente de 1% à 100 %)

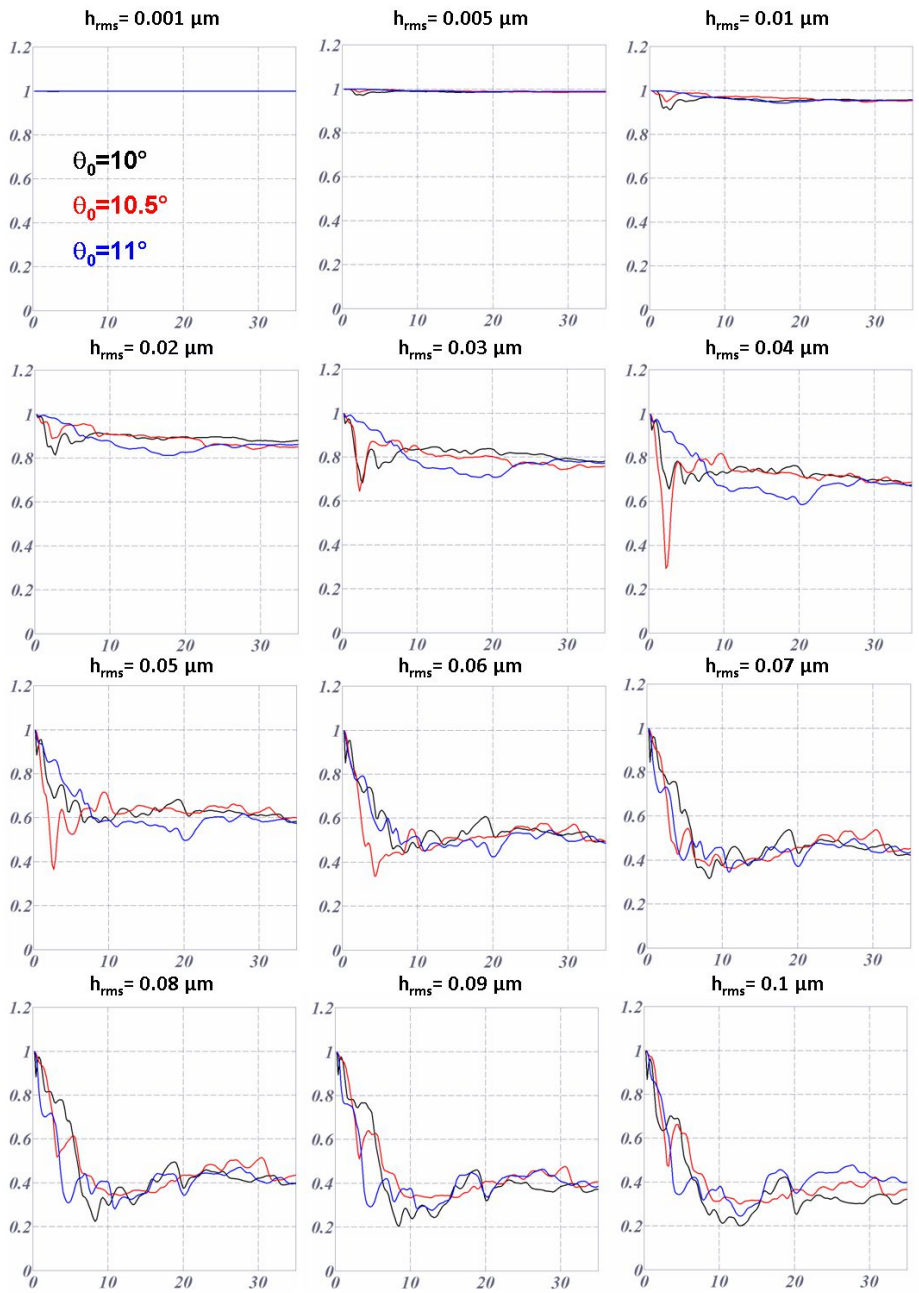

Figure 50 : Degré de polarisation multi-échelle en fonction du nombre de grains de speckles intégrés pour différentes surfaces de longueur de corrélation 100 nm et de rugosité comprise entre 1 et 100 nm. (facteurs de pente de 1% à 100 %)

Afin de prendre un peu de recul sur l'ensemble de ces données, on considère, pour chaque surface, le MDOP moyenné pour une vingtaine d'origines différentes. Celui-ci suit la loi décrite Figure 51 pour chacun des 12 facteurs de pente *s* considérés.

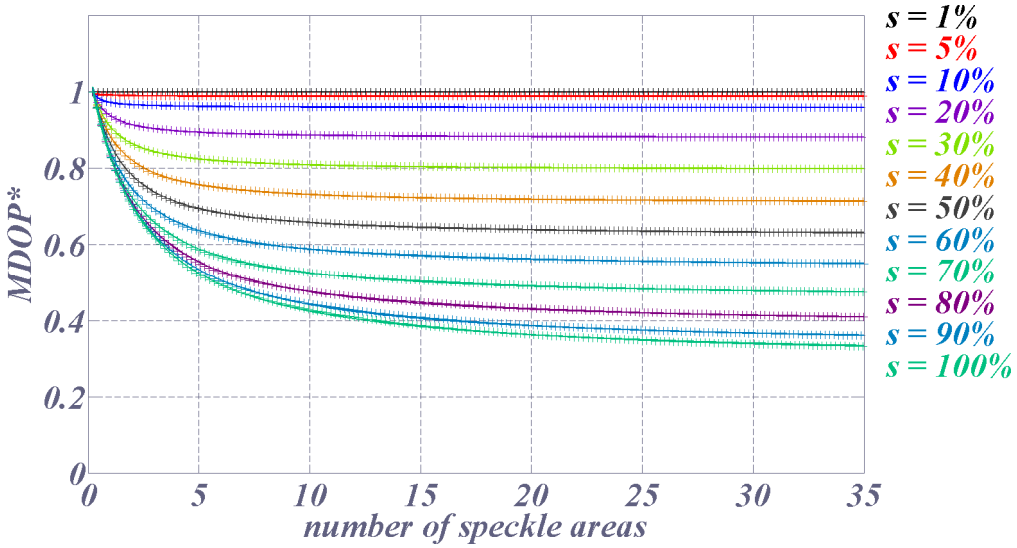

Figure 51 : Moyenne du MDOP pour 20 origines différentes

On définit ici le degré de polarisation macroscopique DOP_∞ comme la valeur prise par le MDOP pour le plus grand angle solide. On constate que dans tous les cas, le degré de polarisation macroscopique est atteint après intégration de quelques grains de speckle. Il est tracé Figure 52 où il est mis en regard de l'ordre de la loi Gamma suivi par les histogrammes d'intensité du speckle correspondant. On peut voir que les deux grandeurs sont étroitement liées. Elles respectent par ailleurs la relation (20) prévue par la théorie, à savoir :

$$DOP_\infty = \sqrt{\frac{2}{N} - 1} \qquad \textbf{(20)}$$

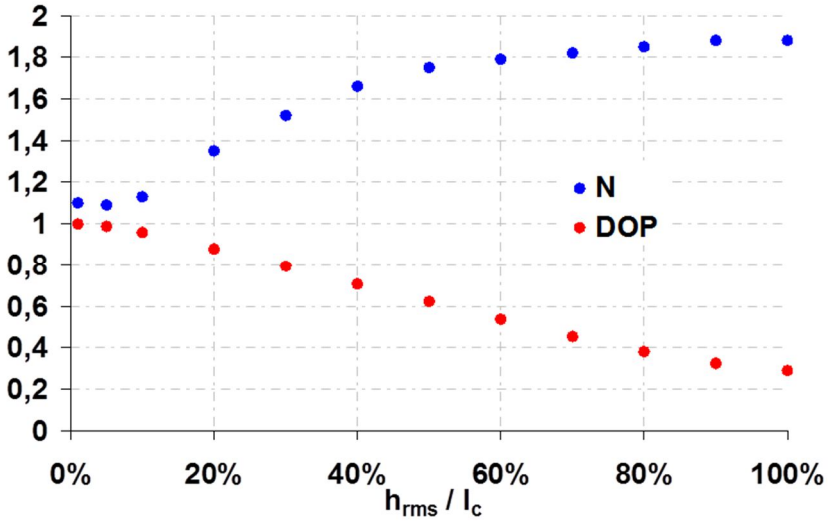

Figure 52 : Degré de polarisation macroscopique et ordre du speckle diffusé en fonction du facteur de pente

Ces premiers résultats quantifiés sur les surfaces rugueuses nous ont permis de mieux appréhender les effets de dépolarisation spatiale[77,78]. Ils sont cependant à mettre en regard de la réalité des milieux désordonnés. En effet, en pratique, les facteurs de pente des surfaces rugueuses dépassent

rarement 20%, ce qui est la pente mesurée sur l'étalon surfacique utilisé pour les mesures. On a alors un très faible effet dépolarisant en regard des effets volumiques. De ce fait, pour se rapprocher de milieux réalistes nous avons réalisé une analyse similaire sur des volumes diffusants.

D. Modélisation électromagnétique de la dépolarisation spatiale par des volumes très hétérogènes

La modélisation exacte des champs diffractés par un volume hétérogène est, à l'heure actuelle, un réel challenge sur les aspects numériques. Plus précisément, il est à ce jour difficile, voire impossible de considérer des volumes tri-dimensionnels avec un côté de l'ordre du millimètre. Nous avons donc, dans le cadre du projet TraMEL travaillé avec des volumes bidimensionnels. Les champs Electromagnétiques complexes diffusés par un panel de volumes hétérogènes ont été calculés par la méthode des éléments finis développée par Hervé Tortel et adaptée au cadre du projet TraMel. Comme précédemment, nous avons utilisé ces données pour effectuer une étude de la polarisation en milieu désordonné. On notera cependant qu'il a fallu nous limiter à des dimensions de 100 λx50λ pour que les codes de calcul convergent. De même, les hétérogénéités doivent être inférieures à 10% de l'indice moyen.

Les volumes testés présentent un indice optique moyen de n = 1,5 et sont définis par leur hétérogénéité d'indice δ_n et leur épaisseur. Un exemple de cartographie d'indice modélisée est donné Figure 53 pour le cas d'un volume d'épaisseur λ et des dispersions d'indice $\delta_n/n=10^{-2}$, 5. 10^{-1} et 10^{-1}.

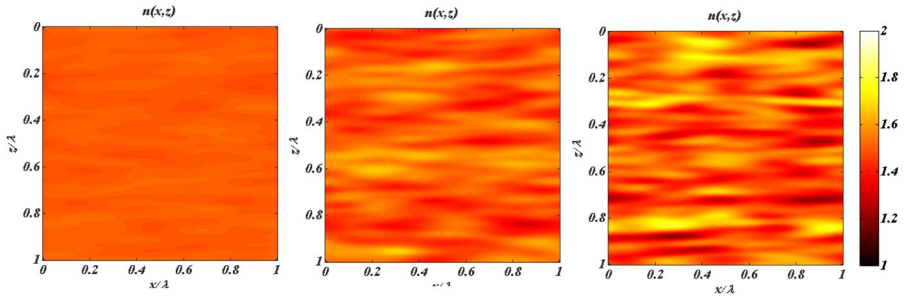

Figure 53 : Exemple de volume hétérogène présentant une dispersion d'indice de 1%, 5% et 10%.

La réponse polarimétrique du volume éclairé dépend à la fois de l'hétérogénéité d'indice et de l'épaisseur du milieu, ce qui multiplie rapidement le nombre de calculs à considérer lorsque l'on balaye indépendamment ces deux paramètres. De ce fait près de 8000 calculs ont été réalisés sur différents volumes. Les dispersions d'indices considérées vont de 0,01% à 10% pour des épaisseurs variant entre 3λ/2 et 40λ. Pour chacune de ces 800 possibilités, 10 réalisations ont été considérées. Les résultats obtenus dans le cadre de cette étude paramétrique sont présentés dans une publication[79] dont l'un des points marquants est d'avoir mis en évidence les transitions douces d'état de polarisation qui ont lieu entre deux grains de speckle consécutifs comme visualisé en Figure 54. Nous avons par ailleurs présenté sous forme de synthèse, l'évolution du degré de polarisation macroscopique du champ diffusé par les différents volumes en fonction de l'ensemble des paramètres d'intérêt. La courbe bilan est présentée Figure 55.

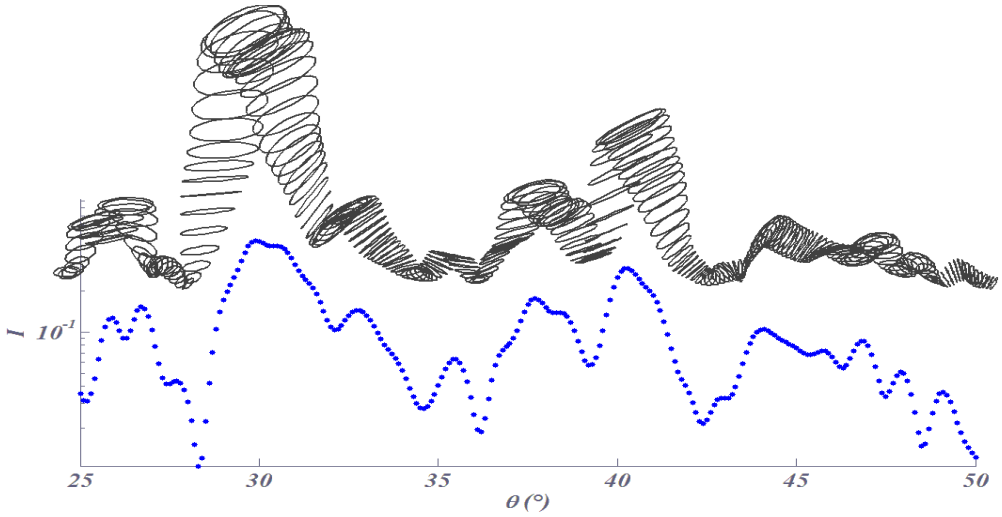

Figure 54: Variation continue de l'état de polarisation en fonction de l'angle de diffusion comparée aux variations d'intensité diffusée ($\delta_n/n = 5.10^{-2}$ and e=25λ).

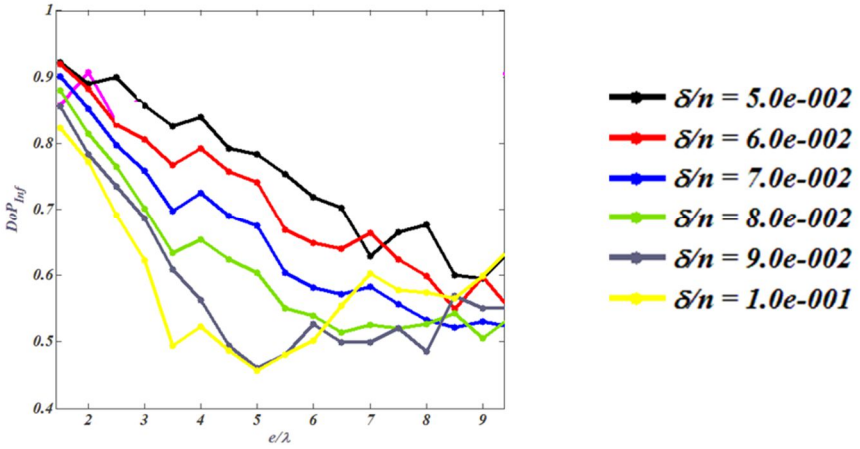

Figure 55: Degré de polarisation macroscopique après intégration de 4 grains de speckle

Nous venons de voir qu'il était possible d'analyser finement le comportement polarimétrique de la lumière diffusée par une surface ou un volume diffusant lorsque celui-ci est éclairé par une lumière polarisée. Une question consiste maintenant à prédire comment ces résultats sont modifiés lorsque l'éclairage est une lumière non polarisée.

III. Repolarisation temporelle

A. Eclairage dépolarisé

Nous avons vu que la diffusion par une surface rugueuse conserve la mémoire de la polarisation incidente ; en conséquence, lorsque l'éclairage incident est dépolarisé (DOP_0=0), les degrés de polarisation locaux ou macroscopiques dans le speckle diffusé sont tous égaux à 0.

Pour les volumes diffusants, la situation est plus complexe et dépend de l'hétérogénéité. En premier lieu, considérons le volume diffusant utilisé dans la partie I éclairé par un laser HeNe non polarisé. On peut voir Figure 56, la mesure de la répartition locale du degré de polarisation dans le speckle diffusé[80]. De manière surprenante, très peu de points de la cartographie sont noirs, ce qui signifie que le degré de polarisation local est globalement plus élevé que le degré de polarisation incident. Plus quantitativement, la valeur moyenne mesurée sur les degrés de polarisation locaux est de 0,77, alors que le faisceau incident a un degré de polarisation nul.

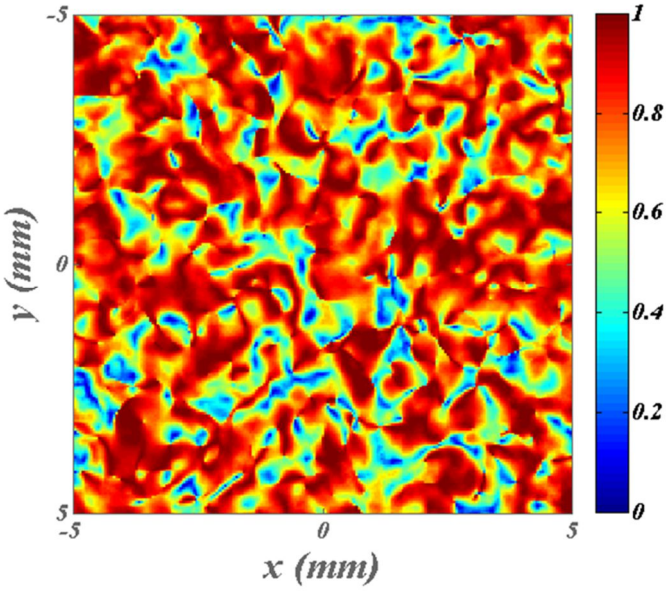

Figure 56 : Cartographie du degré de polarisation local mesuré dans le speckle diffusé par un volume hétérogène éclairé par une lumière non polarisée

On assiste donc visiblement à un effet local de repolarisation temporelle induit par le processus de diffusion. Pour l'expliquer, nous allons revenir au formalisme des matrices de diffusion utilisé dans la partie I. Nous avons vu équation (7) qu'en tout point diffusé, le champ électromagnétique peut s'écrire :

$$E = \left| \begin{array}{l} E_S = v_{ss} E_{0S} + v_{ps} E_{0P} \\ E_P = v_{sp} E_{0S} + v_{pp} E_{0P} \end{array} \right. \quad \textbf{(21)}$$

On peut définir en tout point la matrice J de cohérence du champ, ainsi que le degré de polarisation local DOP comme :

$$J = \begin{pmatrix} \langle E_S \overline{E_S} \rangle & \langle E_S \overline{E_P} \rangle \\ \langle \overline{E}_S E_P \rangle & \langle E_P \overline{E_P} \rangle \end{pmatrix} \quad \textbf{(22)}$$

$$DOP^2 = 1 - 4 \frac{\det J}{\{tr(J)\}^2} \quad \textbf{(17)}$$

Où les moyennes sont ici temporelles. Si on définit β et μ comme le taux de polarisation et le coefficient de corrélation complexe du champ diffusé, soit:

$$\beta = \frac{\left\langle \left| E_P \right|^2 \right\rangle}{\left\langle \left| E_S \right|^2 \right\rangle} \tag{18}$$

$$\mu = \frac{\left\langle E_S \overline{E_P} \right\rangle}{\sqrt{\left\langle \left| E_S \right|^2 \right\rangle \left\langle \left| E_P \right|^2 \right\rangle}} = \left| \mu \right| e^{j\delta} \tag{19}$$

On peut réécrire le degré de polarisation [81] comme:

$$DOP^2 = 1 - 4\frac{\beta}{\left[1+\beta\right]^2}\left[1 - \left|\mu\right|^2\right] \tag{17}$$

On notera au passage que cette écriture offre l'avantage de faire apparaitre des paramètres tels que le ratio d'énergie et la corrélation temporelle entre les deux modes de polarisation et de rendre plus lisible la physique du phénomène. On voit par exemple ici qu'une lumière présentant une corrélation temporelle non nulle ($\mu \neq 0$) sera toujours polarisée quelle que soit la répartition de l'énergie. A l'inverse, une lumière ne présentant pas de corrélation temporelle ($\mu=0$) peut avoir un degré de polarisation fort par un seul jeu de répartition d'énergie sur un des axes. Ainsi β=100 implique une lumière polarisée linéaire sur l'axe p quelle que soit la valeur de μ. On notera enfin que la fonction DOP n'est pas bijective. A part dans le cas où DOP=0 ($\Leftrightarrow$ μ=0 et β=1), plusieurs couples β,$|\mu|$ peuvent conduire à un même degré de polarisation.

On peut de même définir les paramètres β_0 et μ_0, taux de polarisation et coefficient de corrélation temporelle du champ incident. Ceci va nous permettre d'écrire les paramètres polarimétriques β,μ du champ diffusé en fonction de ceux du champ incident et des coefficients de la matrice de diffusion.

On obtient:

$$\beta(\mu_0, \beta_0) = \frac{\left|\nu_{SP}\right|^2 + \beta_0 \left|\nu_{PP}\right|^2 + 2\sqrt{\beta_0}\,\Re eal\left\{\mu_0 \nu_{SP} \overline{\nu_{PP}}\right\}}{\left|\nu_{SS}\right|^2 + \beta_0 \left|\nu_{PS}\right|^2 + 2\sqrt{\beta_0}\,\Re eal\left\{\mu_0 \nu_{SS} \overline{\nu_{PS}}\right\}} \tag{20}$$

Et:

$$\mu(\mu_0, \beta_0) = \frac{1}{\sqrt{\beta}} \frac{\nu_{SS}\overline{\nu_{SP}} + \beta_0 \nu_{PS}\overline{\nu_{PP}} + \sqrt{\beta_0}\left\{\mu_0 \nu_{SS}\overline{\nu_{PP}} + \overline{\mu_0}\nu_{PS}\overline{\nu_{SP}}\right\}}{\left|\nu_{SS}\right|^2 + \beta_0 \left|\nu_{PS}\right|^2 + 2\sqrt{\beta_0}\,\Re eal\left\{\mu_0 \nu_{SS} \overline{\nu_{PS}}\right\}} \tag{21}$$

La mesure présentée Figure 56 a été faite avec un éclairage dépolarisé ; on peut donc écrire μ_0=0 et β_0=1 dans les relations précédentes. Celles-ci deviennent :

$$\beta = \frac{\left|\nu_{SP}\right|^2 + \left|\nu_{PP}\right|^2}{\left|\nu_{SS}\right|^2 + \left|\nu_{PS}\right|^2} \tag{20}$$

Et:

$$\mu = \frac{1}{\sqrt{\beta}} \frac{v_{SS}\overline{v_{SP}} + v_{PS}\overline{v_{PP}}}{|v_{SS}|^2 + |v_{PS}|^2} \tag{21}$$

Soit :

$$\mu = \frac{v_{SS}\overline{v_{SP}} + v_{PS}\overline{v_{PP}}}{\sqrt{\left(|v_{SS}|^2 + |v_{PS}|^2\right)\left(|v_{SP}|^2 + |v_{PP}|^2\right)}} \tag{23}$$

Sachant qu'une corrélation temporelle non nulle implique un degré de polarisation non nul, cette dernière expression montre bien que le degré de polarisation local du speckle diffusé par un milieu désordonné quelconque est a priori non nul. On a donc bien un phénomène de repolarisation par les milieux diffusants. Par ailleurs, il est important de noter ici que ce phénomène de repolarisation n'existe qu'en présence de coefficients croisés dans la matrice de diffusion, ce qui explique pourquoi ce phénomène est présent uniquement pour les volumes, les surfaces présentant des matrices de diffusion diagonale.

A ce stade, il devient intéressant de chercher à modéliser le phénomène de repolarisation. Pour ce faire, nous nous appuierons sur le formalisme des phraseurs aléatoires développé par Goodman[73] et nous fonctionnerons par analogie avec celui-ci. On considère alors les 4 coefficients de manière indépendante et l'on définit chacun d'entre eux comme la somme de N phaseurs aléatoires dont la phase présente une statistique circulaire gaussienne centrée.

Pour modéliser l'effet de l'échantillon mesuré, nous considérerons donc une matrice de diffusion à 4 termes indépendants. La cartographie du degré de polarisation local ainsi obtenue est présentée Figure 57. On peut voir qu'elle est très proche de celle mesurée en Figure 56 et présente quasiment la même valeur moyenne (0,75). De plus, la mesure et le modèle phénoménologique ont bien le même comportement statistique ce qui se traduit par la correspondance des histogrammes[80] calculé et mesuré en Figure 58.

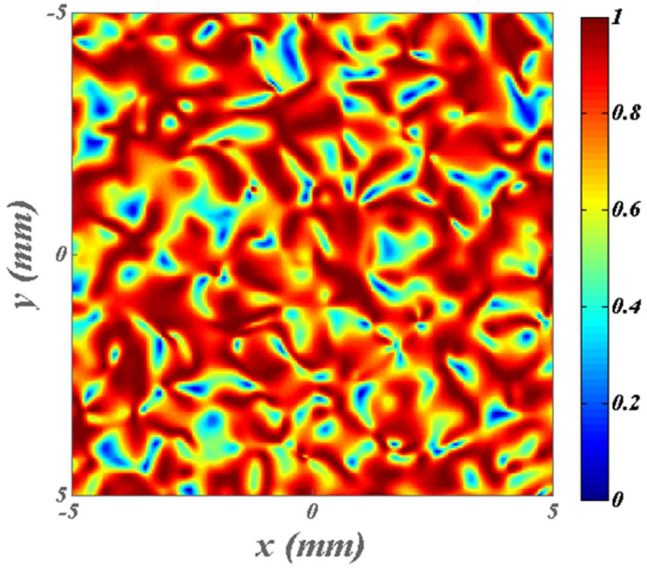

Figure 57 : Cartographie du degré de polarisation local calculé dans le speckle diffusé par un volume hétérogène éclairé par une lumière non polarisée

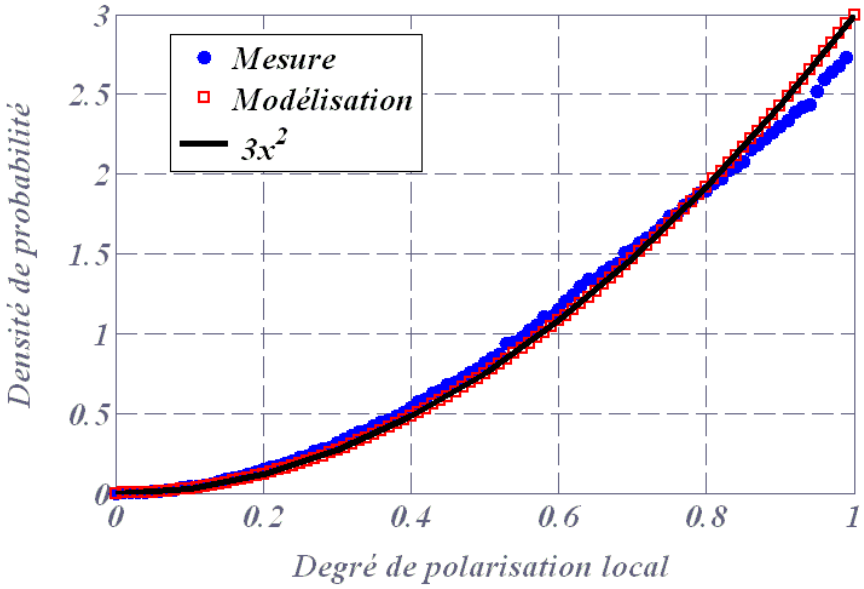

Figure 58 : histogrammes mesuré et calculé du DOP local du speckle diffusé par un volume fortement hétérogène. Comparaison à une loi de probabilité en $3x^2$

On notera par ailleurs que les histogrammes suivent une loi statistique en $3x^2$. Celle-ci s'explique par le fait que le milieu étant fortement désordonné, et comme illustré Figure 59, l'ensemble des états de polarisation et degrés de polarisation est équiprobable dans le champ diffusé.

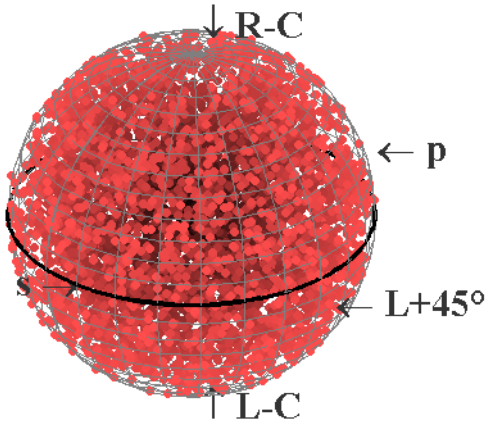

Figure 59 : Modélisation de la répartition dans la sphère de Poincaré des états de polarisation locaux dans le cas d'un volume diffusant éclairé en lumière non polarisé.

La sphère de Poincaré est donc occupée de manière homogène et la probabilité $F_P(P_0)$, d'avoir un degré de polarisation inférieur à P_0 n'est autre que le volume de la sphère de rayon P_0 ($4\pi P_0^3/3$) normé par celui de la sphère unitaire complète ($4\pi/3$) qui représente l'ensemble des états possibles. On a donc :

$$F_P(P_0) = P_0^3 \qquad \textbf{(20)}$$

Le désordre homogène implique également une densité de probabilité $f_P(P)$ uniforme, celle-ci vérifiant :

$$F_P(P_0) = \int_0^{P_0} f_P(P)dP = P_0^3 \quad \textbf{(20)}$$

Soit :

$$f_P(P) = 3P^2 \quad \textbf{(20)}$$

Une démonstration rigoureuse de cette loi statistique a été proposée[82] en 2012 suite à un travail mené avec Philippe Réfrégier.

B. Eclairage partiellement polarisé

On veut maintenant étendre cette analyse au cas d'un éclairage partiellement polarisé. Les cartographies d'intensité calculées pour différents degrés de polarisation incidents sont présentées dans le cas d'un volume fortement diffusant. Comme prédit par la théorie[73], le contraste du speckle augmente avec le degré de polarisation (Figure 60).

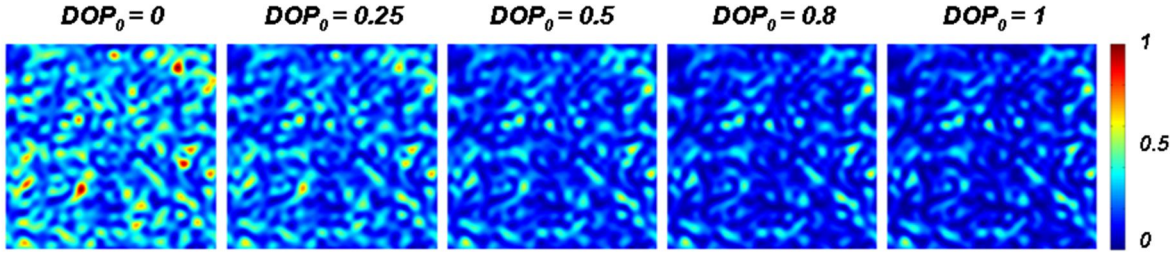

Figure 60: Cartographie de speckle simulées dans le cas d'un volume diffusant éclairé avec une lumière partiellement polarisée de degré de polarisation DOP_0

La répartition spatiale du degré de polarisation diffusé correspondant est donnée Figure 61, avec les densités de probabilité correspondantes Figure 62 et la répartition des états de polarisation locaux Figure 63.

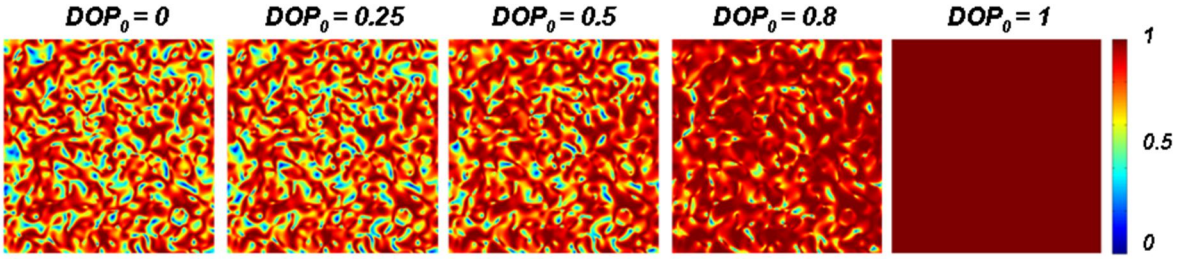

Figure 61: Cartographie des degrés de polarisation locaux calculés pour les cartographies de speckle présentées Figure 60 - volume diffusant éclairé avec une lumière partiellement polarisée de degré de polarisation DOP_0

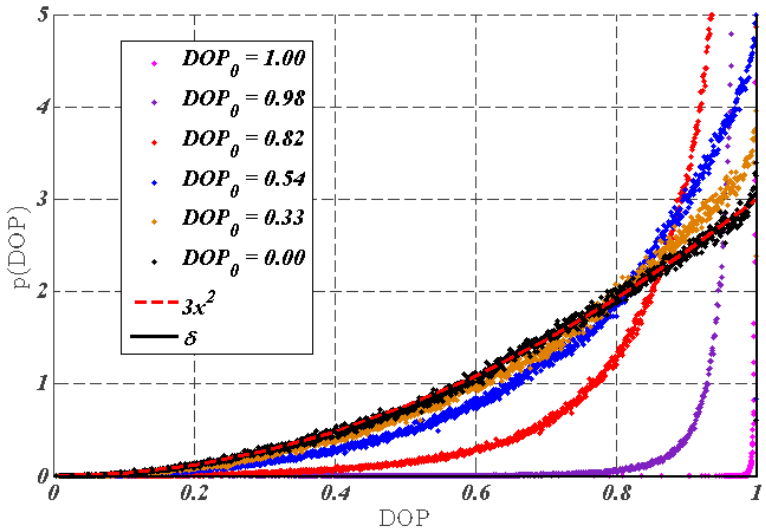

Figure 62: Histogramme de répartition du degré de polarisation local du speckle diffusé par un volume, pour différents degrés de polarisation incidents

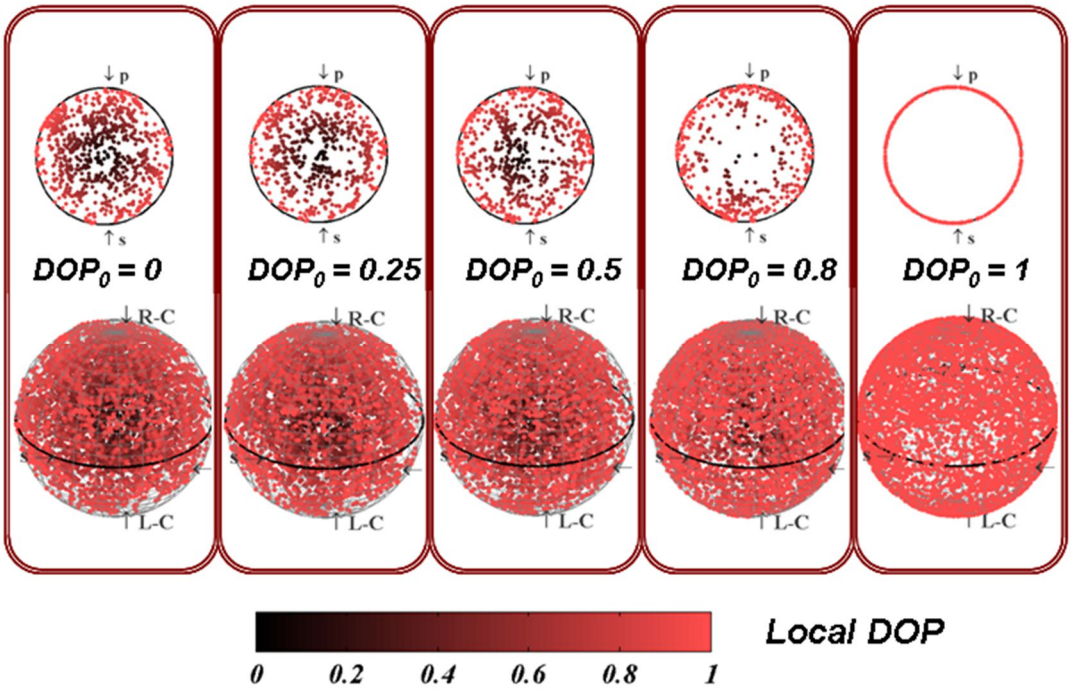

Figure 63: Répartition des états de polarisation locaux des cartographies de speckle présentées Figure 60 - volume diffusant éclairé avec une lumière partiellement polarisée de degré de polarisation DOP_0 (sphère de Poincaré et plan équatorial)

On rappelle à ce stade que le degré de polarisation dépend des deux variables que sont le taux de polarisation et la corrélation temporelle; c'est donc en fonction de chacun de ces deux paramètres que les études présentées dans cette partie ont été réalisées. Ces études ont permis en outre de mettre en évidence le fait que c'est le degré de polarisation incident DOP_0 qui régit le comportement statistique du degré de polarisation diffusé dans le grain de speckle, lorsque les milieux sont très désordonnés. Les graphiques présentés Figure 64 illustrent ce constat et notamment le fait que la valeur moyenne (spatiale) du dop temporel ne peut être inférieure à 0,75 en milieu très désordonné.

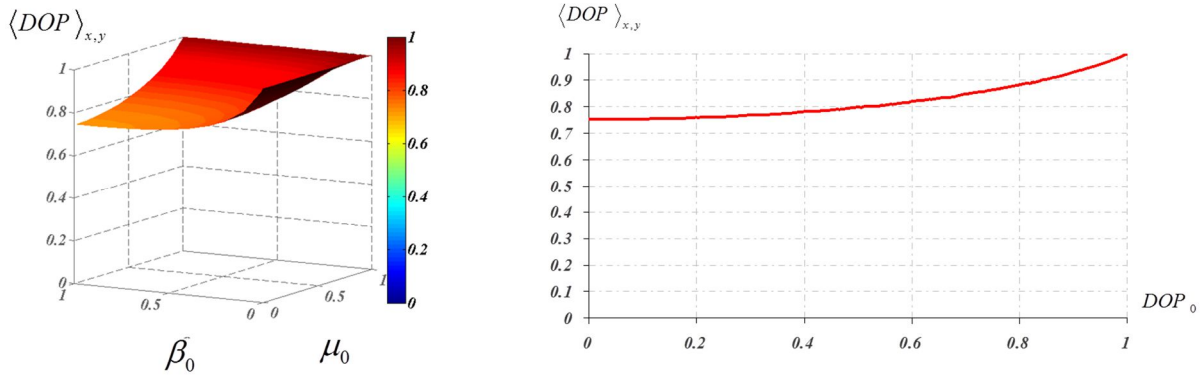

Figure 64: Moyenne spatiale du degré de polarisation local du speckle en fonction des paramètres polarimétriques du champ incident (gauche) et du degré de polarisation incident (droite)

Comme le montre l'ensemble de ces études, une analyse fine du comportement polarimétrique de la lumière diffusée par des milieux désordonnés nécessite la prise en compte de nombreux paramètres. Par ailleurs, nous avons mis en évidence par la modélisation[83] un certain nombre de phénomènes ou propriétés inattendues. Dans ce contexte et pour mieux convaincre et valider de façon générale, il était indispensable de développer une métrologie dédiée et optimisée pour l'étude du comportement polarimétrique de la lumière diffuse à une échelle sub-speckle.

IV. Ellipsométrie spatialement résolue à une échelle sub-speckle

A. Instrument et processus

L'objectif est ici de de développer une instrumentation dédiée à la métrologie spatialement résolue de la polarisation du speckle. La conception et l'étalonnage de cet ellipsomètre[84], ainsi que ses premières applications[84,85], ont fait l'objet de la thèse d'Ayman Ghabbach[86] (2011-2014) financée sur l'ANR TraMEL, que j'ai co-encadrée avec Claude Amra.

Afin d'optimiser la précision de la mesure, nous avons choisi d'utiliser une technique d'ellipsométrie, ce qui consiste à balayer une ou des variables contrôlées lors de la mesure et à extraire les courbes modulées ainsi enregistrées, pour finalement en extraire les paramètres polarimétriques de la lumière étudiée.

En termes de métrologie, le challenge résidait ici dans la nécessité de réaliser une mesure de polarisation sans aucun mouvement mécanique pour éviter toute perturbation du speckle. Il faut de la même manière garantir une dynamique de mesure suffisante pour acquérir simultanément les niveaux bas et haut d'un champ de speckle. Nous avons donc utilisé un détecteur matriciel de type CCD à grande profondeur de puits ainsi que des éléments polarisants fixes ou à cristaux liquides. Chaque cartographie sera enregistrée sous forme d'une image carrée de 13 mm de côté constituée de 1024*1024 pixels, soit autant de points de mesure en parallèle.

Sur la photo de l'instrument, en Figure 65, on peut voir l'échantillon éclairé par un laser HeNe pouvant être polarisé ou non. Les 2 composantes *s* et *p* du speckle diffusé sont ensuite déphasées d'un angle η_k variable entre 0 et 2π. Un bloc {rotateur de polarisation à cristaux liquides + analyseur fixe} équivalent à un analyseur tournant permet ensuite de projeter le champ sur l'axe de polarisation ϕ_i. On a ainsi nos deux paramètres de balayage contrôlés sans mouvement mécanique.

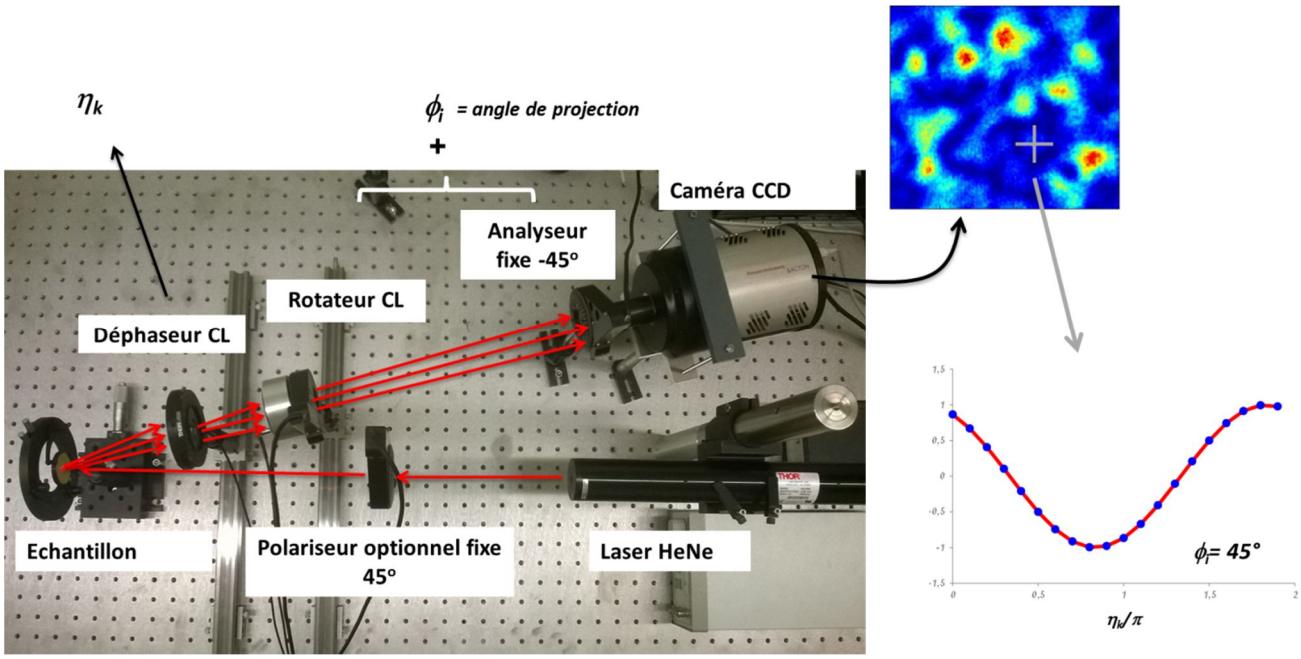

Figure 65 : Ellipsomètre spatialement résolu à une échelle sub-speckle

Le signal enregistré $M_{k,i}(\eta_k, \phi_i)$ sur chaque pixel est ensuite comparé à la fonction théorique $S_{k,i}(\eta_k, \phi_i)$ le définissant, soit :

$$S_{k,i}(\eta_k,\phi_i) = K\left\langle |A_s|^2 \right\rangle \left[\cos^2\phi_i + \beta^2 \sin^2\phi_i + 2\beta|\mu|\sin\phi_i\cos\phi_i\cos(\delta-\eta_k)\right] \qquad \textbf{(24)}$$

Le signal théorique s'exprime d'une part en fonction du déphasage η_k et de l'angle ϕ_i qui sont les paramètres balayés pendant la mesure, et d'autre part en fonction des paramètres polarimétriques recherchés que sont β, $|\mu|$ et δ. Ces derniers sont obtenus par une minimisation de la distance entre les signaux mesurés et théoriques sur l'ensemble du scan. Le système d'équations ainsi posé a pu être résolu analytiquement[84], ce qui permet d'avoir sur chaque pixel le triplet (β, $|\mu|$, δ) optimal sans optimisation numérique, ce qui constitue un gain de temps appréciable auquel s'ajoute l'assurance de la convergence.

B. Cartographies de polarisation

La caractérisation du faisceau incident utilisé dans le cas d'un éclairage polarisé linéaire à 45° est présenté Figure 66. Il servira de référence pour l'ensemble des mesures en éclairage polarisé. Pour chaque pixel, les paramètres polarimétriques ont été calculés. Des courbes iso-intensité sont tracées en noir afin de localiser le faisceau. Comme on peut le voir, les valeurs mesurées correspondent aux valeurs théoriques et la distance σ entre le fit et la mesure est de l'ordre de quelques pour cent du signal mesuré, ce qui correspond aux courbes tracées Figure 67 pour quelques pixels.

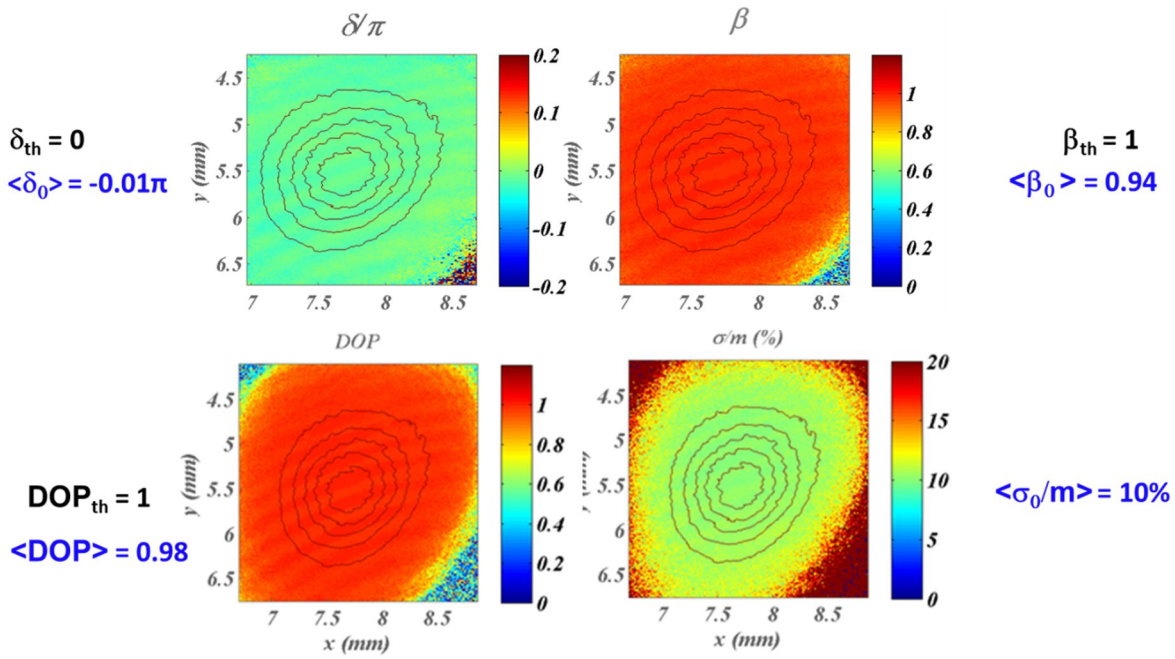

Figure 66 : Cartographie des paramètres de polarisation mesurés sur le faisceau incident. Valeurs moyennes mesurées (bleu) et paramètres théoriques (noir)

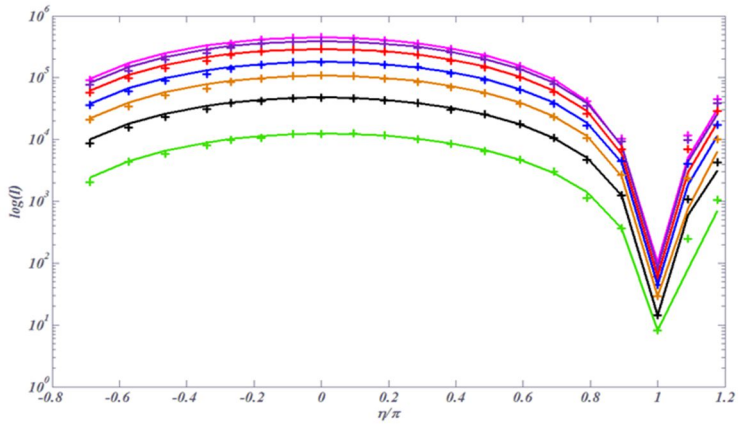

Figure 67 Comparaison des signaux mesurés à l'approximation optimisée pour quelques pixels

La calibration du faisceau incident est primordiale. Elle servira en effet de référence pour quantifier objectivement le rôle de l'échantillon sur les différentes caractérisations réalisées. Un exemple de mesure réalisée sur le speckle diffusé par une surface rugueuse est présenté Figure 68. On y retrouve les cartographies du degré de polarisation et des paramètres β, δ qui définissent l'état de polarisation de la partie polarisée. Les courbes iso-intensité délimitent les contours des grains et la précision de la mesure reste inchangée par rapport à celle du faisceau incident.

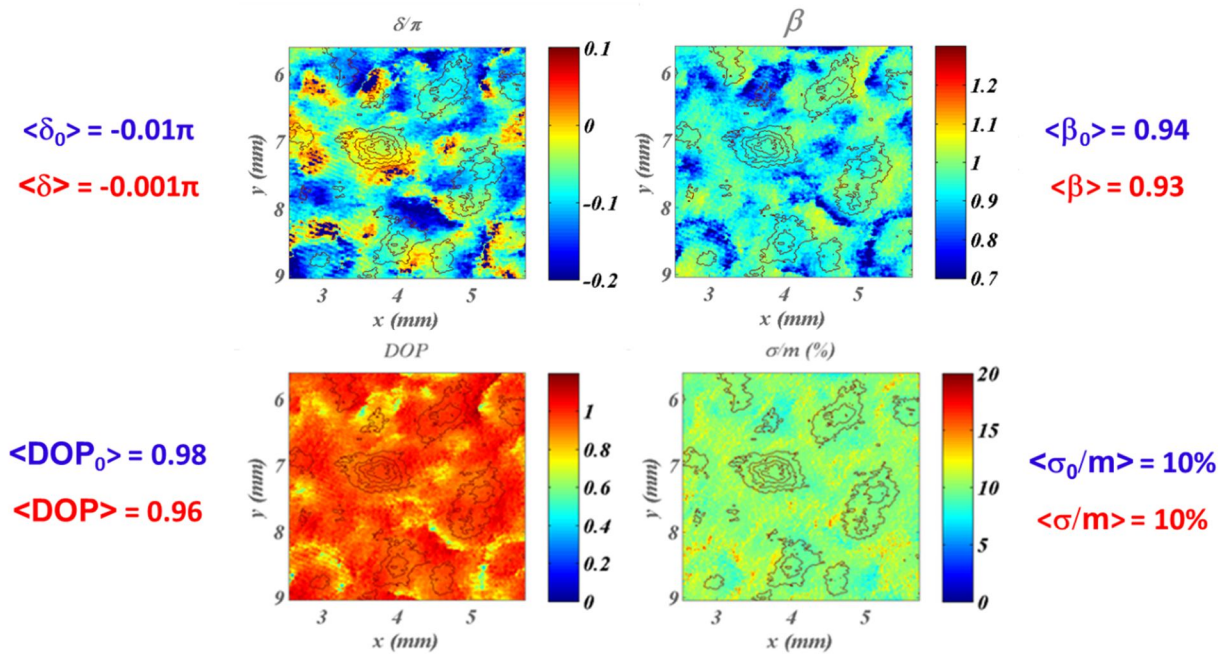

Figure 68 : Cartographie des paramètres de polarisation mesurés sur un speckle d'origine surfacique. Valeurs moyennes mesurées (rouge) et paramètres du faisceau incident (bleu)

C. Analyses locales des grains

L'un des intérêts d'une analyse spatialement résolue est qu'elle permet d'observer indépendamment les comportements des différents grains de speckle. Ainsi, on peut tracer Figure 69 la localisation sur la sphère de Poincaré de quelques grains de speckle choisis sur la cartographie d'intensité. Les couleurs de chaque point identifient son niveau d'intensité.

On peut voir que pour une surface rugueuse, tous les grains sont centrés sur l'état de polarisation incident, avec un léger étalement sur la sphère. Ils conservent donc la mémoire de la polarisation incidente. A l'inverse, pour une diffusion d'origine volumique, cette mémoire est perdue. En effet, chaque grain a son état propre de polarisation comme illustré par la mesure présentée Figure 70.

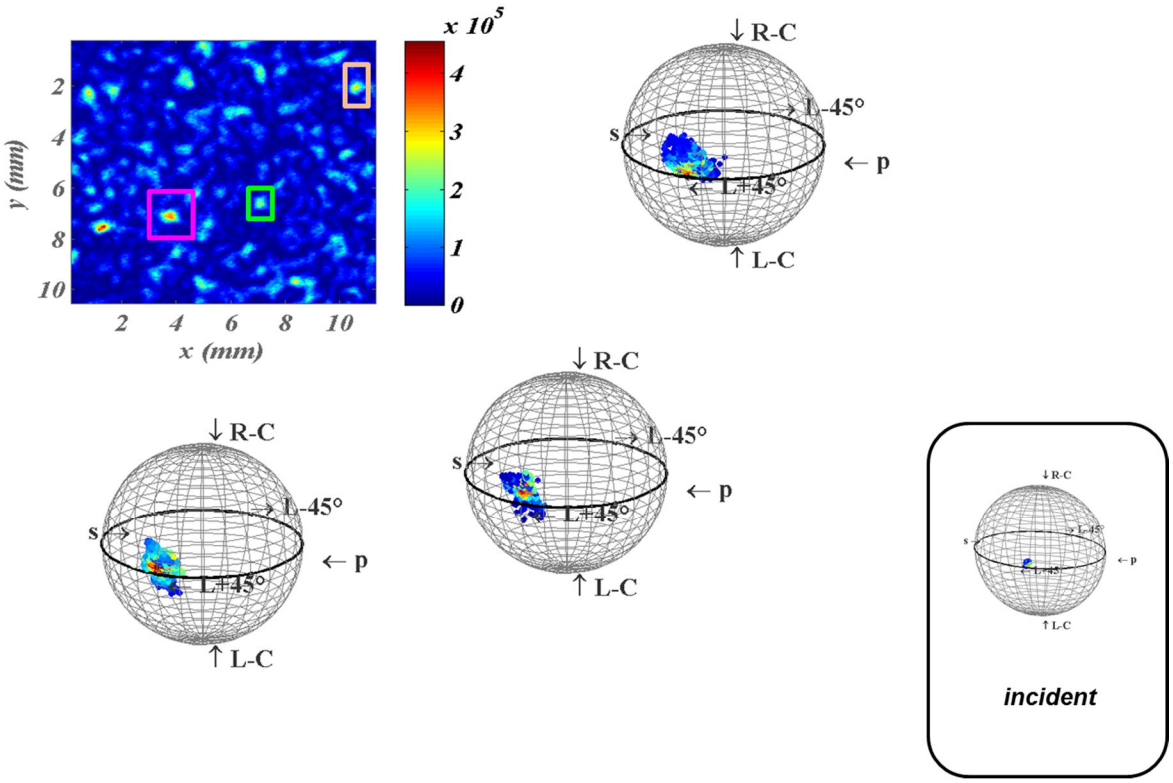

Figure 69 : Représentation sur la sphère de Poincaré de 3 grains de speckle diffusés par une surface rugueuse éclairée par le faisceau incident représenté à droite.

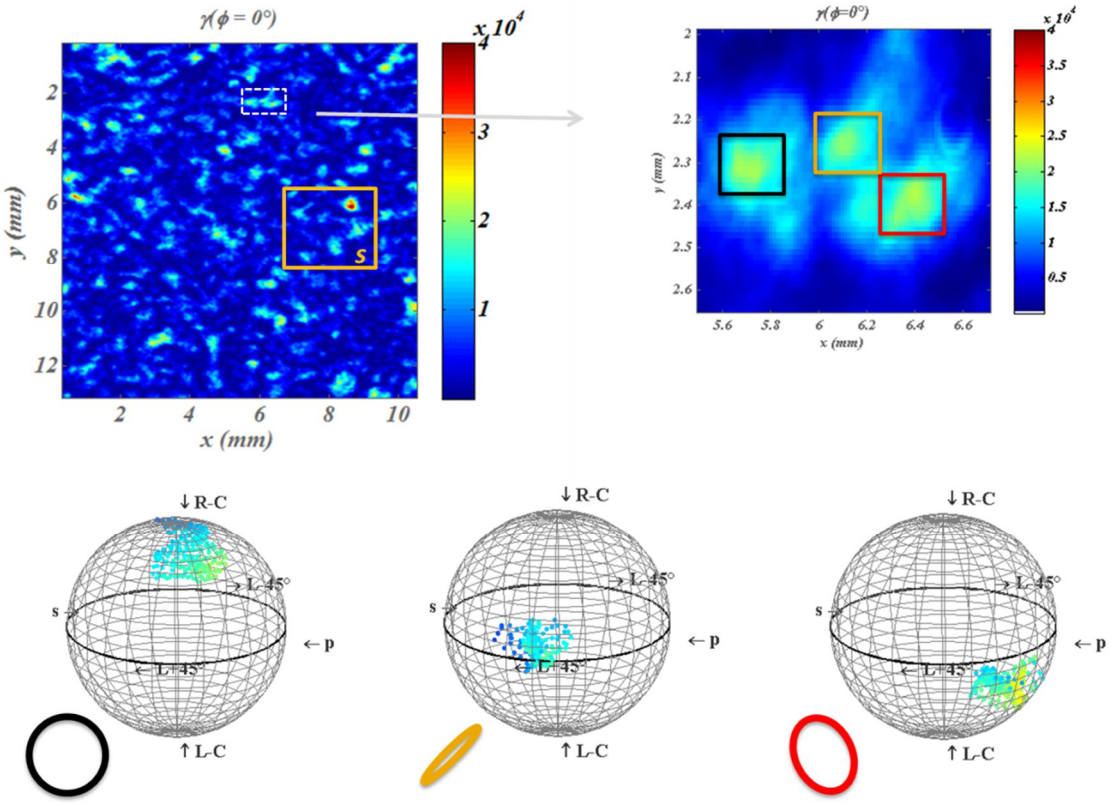

Figure 70 : Représentation sur la sphère de Poincaré de 3 grains de speckle diffusés par un volume hétérogène éclairé par un éclairage polarisé linéaire à 45°.

La forte dispersion des états de polarisation est par ailleurs génératrice de dépolarisation spatiale. En effet, l'intégration de quelques grains de speckle suffit à couvrir l'intégralité de la sphère et ainsi à dépolariser pleinement la lumière diffuse. C'est par exemple le cas si on considère la zone s définie Figure 70 ; les 5 grains de speckle qui la constituent sont représentés en Figure 71 et couvrent l'intégralité de la sphère. Le degré de polarisation apparent, si l'on prend en compte ces 5 grains, est proche de 0.

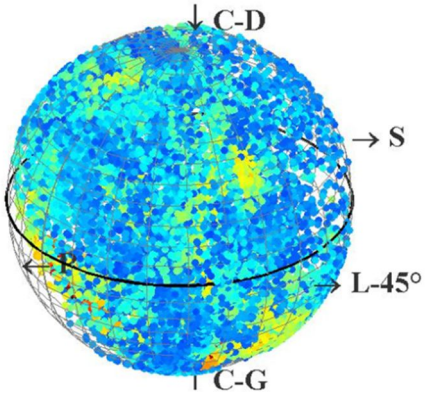

Figure 71 : Représentation des états de polarisation mesurés sur 5 grains de speckle d'origine volumique

Ces quelques illustrations nous ont permis de voir que la métrologie développée permet d'acquérir une grande quantité d'informations sur lesquelles il est nécessaire de prendre un certain recul. Si l'analyse des données locales permet une bonne compréhension des phénomènes de dépolarisation et repolarisation, une analyse statistique plus globale est plus adaptée à l'identification de signatures des milieux sondés.

D. Etude statistique

Un panel de surfaces rugueuses et volumes diffusants a été testé et les cartographies de paramètres polarimétriques du speckle qui ont été mesurées nous ont permis de mettre en évidence différents comportements statistiques[85].

Les statistiques des différents paramètres mesurés ont été étudiées mais pour ne pas alourdir le document, nous nous concentrerons essentiellement sur celles du degré de polarisation. Ainsi dans le cas d'un éclairage polarisé, les répartitions de DOP mesurées sur 3 surfaces de rugosités différentes (1 polie, 1 rugueuse et 1 lambertienne) sont comparées à la distribution de DOP dans le faisceau incident Figure 72. On peut voir que la tendance globale est un léger élargissement des histogrammes quand la rugosité augmente. En effet, l'histogramme obtenu pour le faisceau incident montre que celui-ci présente une légère dispersion de degrés de polarisation qui est ensuite d'autant plus amplifiée par le phénomène de diffusion que la surface est rugueuse. Par ailleurs, on a pu voir que la distance entre le fit analytique et le signal mesuré peut atteindre 10% du signal, en particulier pour les faibles niveaux d'énergie. Ceci peut expliquer que certaines valeurs de degrés de polarisation mesurées soient supérieures à 1 de quelques %.

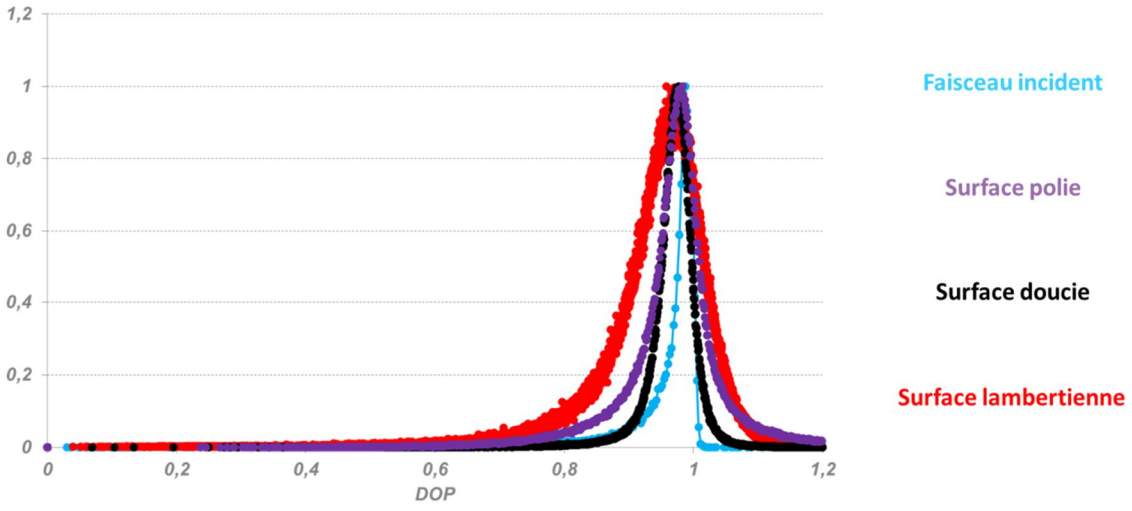

Figure 72 : Histogramme du degré de polarisation local mesuré dans le speckle diffusé par 3 surfaces de rugosité croissante et le faisceau incident

L'élargissement présent sur les histogrammes se traduit par un étalement accru des grains de speckle sur la sphère de Poincaré, tout en gardant la mémoire de la polarisation incidente. Cet effet est visible sur les mesures présentées Figure 73.

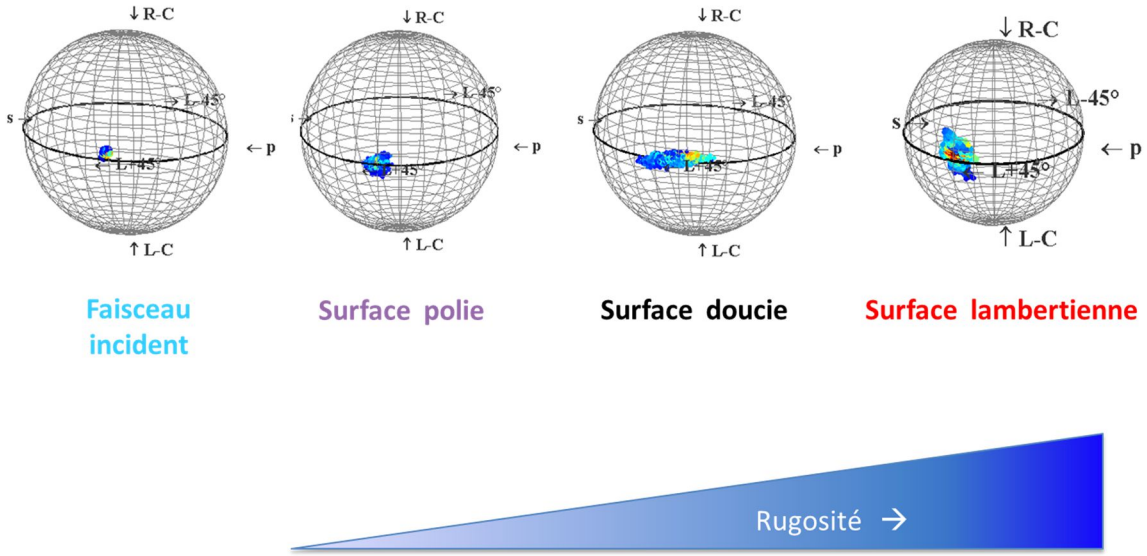

Figure 73 : Mesure de la répartition des états de polarisation locaux dans un grain de speckle issu d'une diffusion par des surfaces de rugosité croissante.

Une étude analogue sur des volumes diffusants présentant des niveaux de diffusion allant de 1% à 98% a été réalisée. Elle a tout d'abord mis en évidence le fait que l'élargissement des histogrammes suit le niveau de diffusion des volumes. Par ailleurs on peut constater que les volumes faiblement diffusants (1%) présentent un comportement proche de celui des surfaces les plus rugueuses.

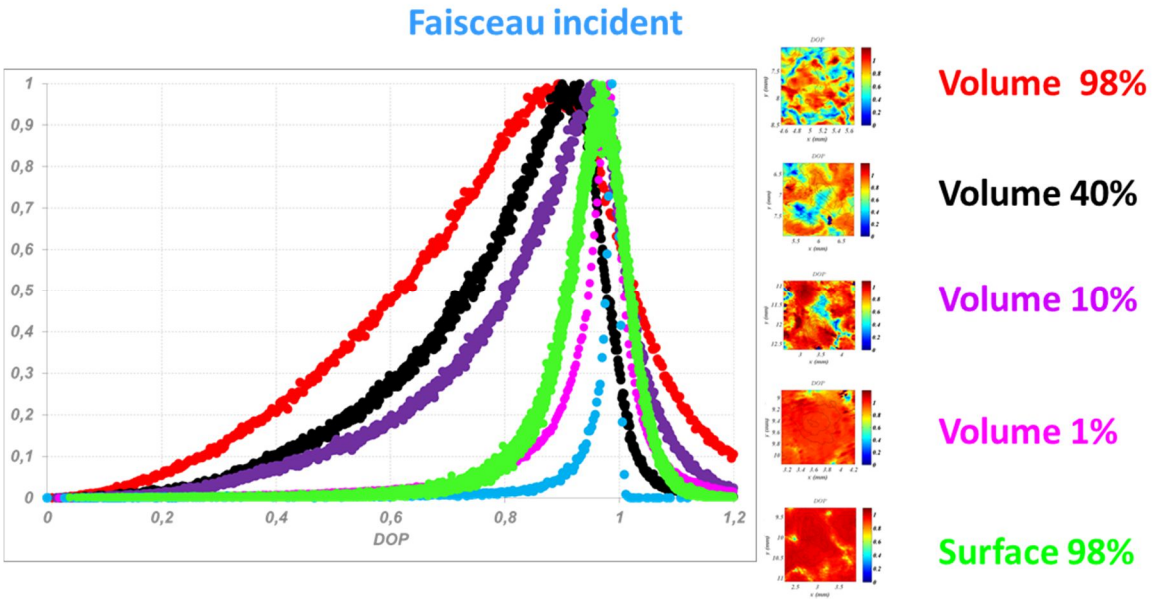

Figure 74: Histogrammes du degré de polarisation local mesurés sur des volumes présentant des niveaux de diffusion répartis entre 1% et 98%, sur une surface fortement rugueuse et sur le faisceau incident polarisé– zoom sur un grain

Les histogrammes de DOP illustrent donc le fait que les volumes faiblement diffusants tendent vers un comportement surfacique. L'analyse statistique du déphasage polarimétrique confirme ce comportement en Figure 75, dans la mesure où le déphasage tend vers une distribution uniforme dans (0,2π) à mesure que l'hétérogénéité de volume croît.

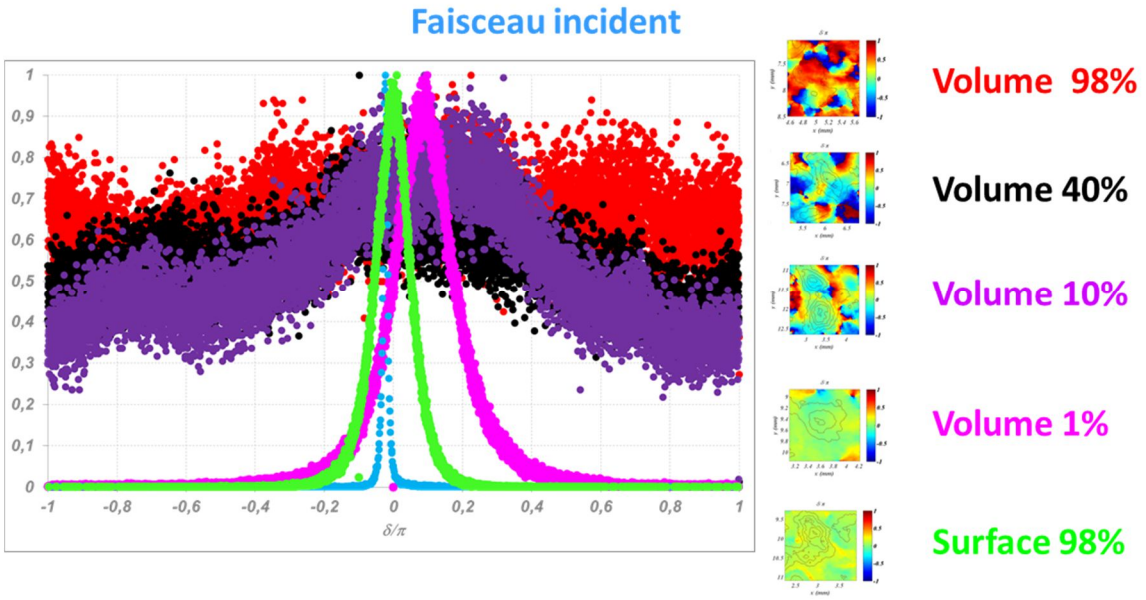

Figure 75: à gauche : histogrammes du déphasage polarimétrique local mesurés sur des volumes présentant des niveaux de diffusion répartis entre 1% et 98%, sur une surface fortement rugueuse et sur le faisceau incident non polarisé- à droite : zoom sur un grain

Enfin, lorsque l'éclairage est non polarisé, comme attendu, on constate en Figure 76 une repolarisation temporelle locale induite par le processus de diffusion. Ces résultats viennent ainsi confirmer l'ensemble de nos prédictions théoriques.

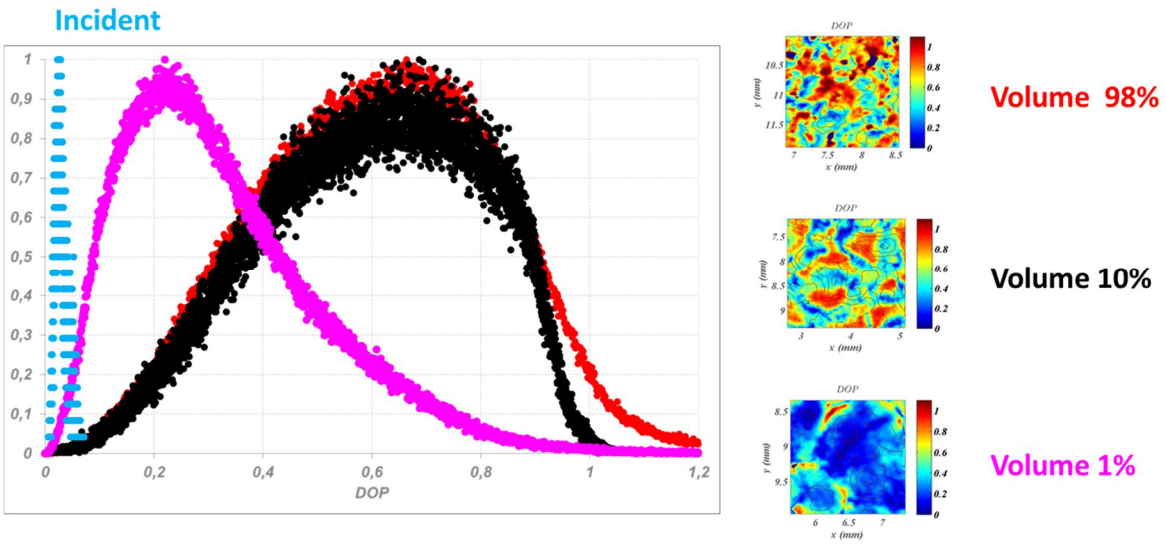

Figure 76: histogrammes du degré de polarisation local mesurés sur des volumes présentant des niveaux de diffusion répartis entre 1% et 98%, une surface fortement rugueuse et le faisceau incident non polarisé– zoom sur un grain

On remarquera sur ces derniers histogrammes qu'à la différence des études canoniques présentées dans les premières parties de ce document, il peut y avoir une certaine dépolarisation temporelle dans le cas des volumes diffusants. C'est cette dépolarisation temporelle qui est à l'origine de l'élargissement des histogrammes de la Figure 72.

V. Dépolarisation spectrale

Cette dernière dépolarisation est dite temporelle car elle ne provient pas d'une intégration spatiale. Elle est en effet visible à l'intérieur même des grains de speckle comme illustré en Figure 77, où l'on peut voir sur la mesure d'un unique grain que les pixels en bord de grain présentent un degré de polarisation local inférieur à 1. Il nous a donc fallu identifier la source de cette perte de polarisation.

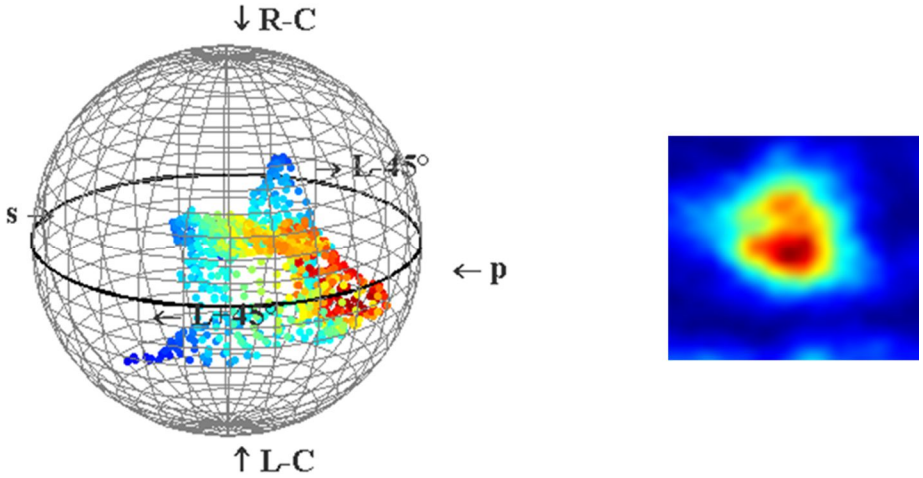

Figure 77 : Exemple d'un grain de speckle mesuré sur un volume diffusant sous un éclairage polarisé

Les modélisations présentées en partie III supposent que l'éclairage considéré est parfaitement monochromatique, alors qu'en pratique les lasers sont quasi-monochromatiques. Cela signifie que la

lumière incidente présente une certaine ouverture spectrale, aussi faible soit-elle. Celle-ci peut être négligée dans la majorité des cas, mais il faut s'assurer pour cela que la longueur de corrélation des variations spectrales des milieux sondés reste faible devant l'ouverture spectrale du laser.

Pour se ramener à notre application, la largeur spectrale du laser HeNe que nous utilisons est de l'ordre de 0,3 pm (257 MHz). Nous avons donc mesuré l'évolution des coefficients de diffusion en fonction de la longueur d'onde à l'échelle du femtomètre pour une surface rugueuse et un volume diffusant. Pour ce faire, nous avons enregistré des cartographies du speckle diffusé en lumière naturelle en balayant la longueur d'onde d'éclairage de 840 nm à 840.1 nm. La source utilisée pour cette analyse est une cavité laser accordable qui permet de contrôler la longueur d'onde centrale avec une résolution de 0,2 pm et d'avoir une finesse de raie de 0,4 fm (200 kHz), soit près de mille fois inférieure à celle de l'HeNe. La longueur d'onde est contrôlée à chaque instant par un lambda-mètre constitué de quatre interféromètres de Fizeau en série.

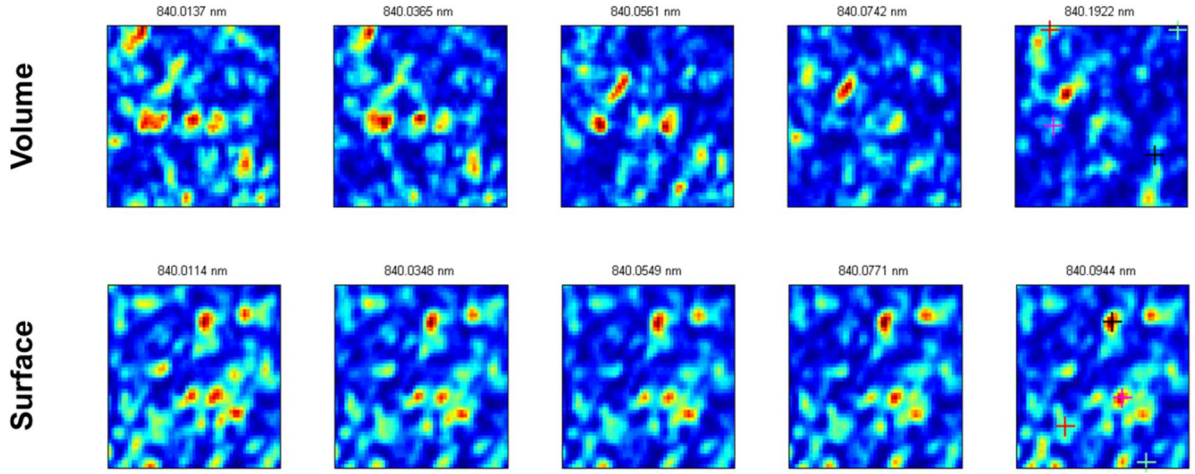

Figure 78: Mesure de la variation spectrale des coefficients de diffusion pour une surface rugueuse et un volume diffusant

Comme on peut le voir Figure 78, les cartographies mesurées évoluent très rapidement pour le volume et restent inchangées pour la surface. Ceci confirme donc qu'on a, comme attendu, des variations spectrales des coefficients de diffusion qui sont beaucoup plus rapides pour les volumes que pour les surfaces. Elles sont par ailleurs suffisamment fines pour que l'on puisse considérer que les coefficients de diffusion dépendent de la longueur d'onde dans le cas des volumes diffusants, et qu'elles sont achromatiques dans le cas des surfaces rugueuses. Nous allons donc maintenant considérer cette dépendance dans les modèles présentés en partie III en définissant les coefficients ν_{ij} sur 3 dimensions (x,y et λ) et en imposant une longueur de corrélation spectrale en regard de l'ouverture spectrale de la source.

A titre d'illustration, considérons la mesure réalisée sur le volume diffusant présentant un niveau de diffusion de 10%. L'histogramme mesuré en éclairage polarisé est comparé aux histogrammes calculés, fournis par Gabriel Soriano[87], dans le cas où on suppose un régime parfaitement monochromatique (bleu) et dans le cas où on considère que les coefficients de diffusion du volume présentent des variations spectrales sur la bande passante du laser (rouge). La Figure 80 présente l'analyse similaire réalisée en éclairage non polarisé. L'accord calcul mesure confirme ici la nécessité de prendre en compte ces variations pour l'étude des volumes diffusants.

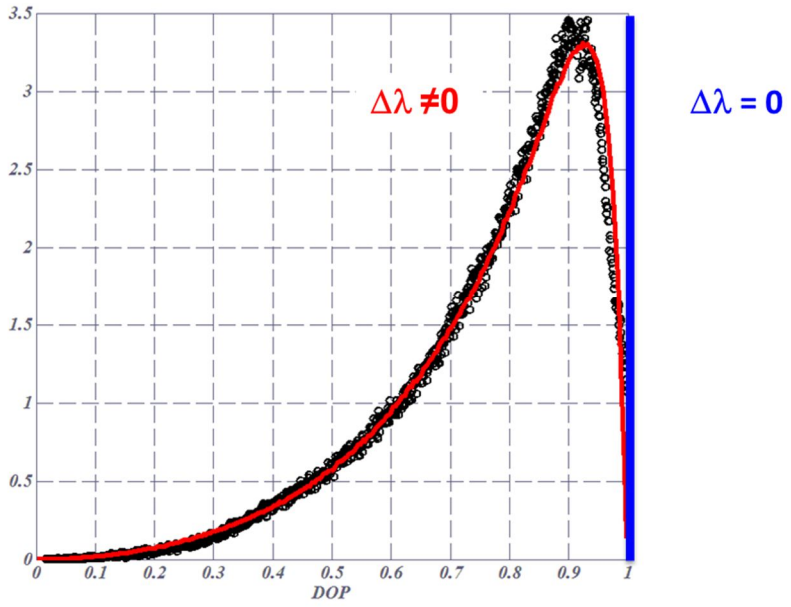

Figure 79 : Histogramme mesuré (noir) du degré de polarisation local diffusé par un volume diffusant de 10% sous un éclairage polarisé. Histogramme théorique monochromatique (bleu) et avec une ouverture spectrale (rouge)

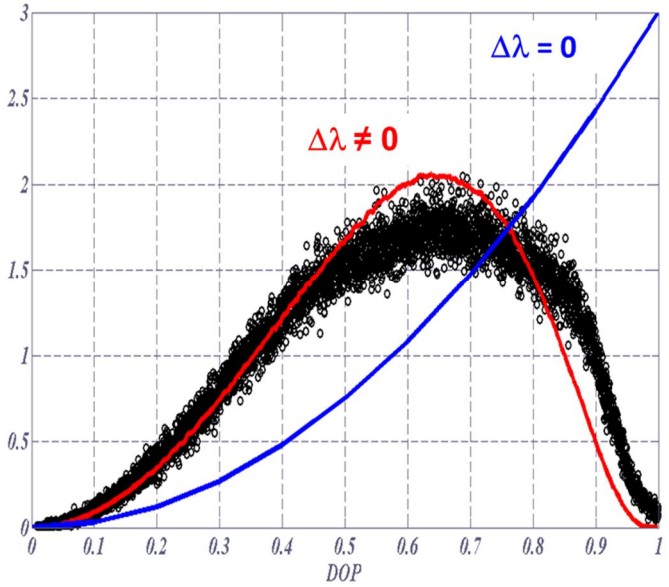

Figure 80 : Histogramme mesuré (noir) du degré de polarisation local diffusé par un volume diffusant de 10% sous un éclairage non polarisé. Histogramme théorique monochromatique (bleu) et avec une ouverture spectrale (rouge)

Les travaux présentés jusqu'ici nous ont permis de quantifier finement le rôle du détecteur (intégration spatiale), de la source (polarisation incidente et ouverture spectrale) et du milieu sondé (dispersion des coefficients croisés) dans le comportement polarimétrique et statistique de la lumière diffusée par des milieux désordonnés. Il est maintenant important de revenir au but premier de ces études qui est l'identification des signatures des milieux complexes. Pour ce faire nous avons développé un modèle simplifié qui a pour objectif de relier la nature du milieu éclairé à sa réponse en diffusion. Nous allons voir que celle-ci est principalement pilotée par le poids des coefficients croisés dans la matrice de diffusion.

VI. Rôle des coefficients croisés de diffusion

A. Modèle simplifié

Dans le cas de milieux isotropes, il existe plusieurs régimes de diffusion que nous séparerons en deux groupes, les milieux perturbatifs et les milieux arbitraires. Les champs complexes diffusés par les milieux perturbatifs peuvent être modélisés par des méthodes approchées qui donnent d'excellents résultats. C'est par exemple le cas des surfaces à pentes modérées et des volumes à faibles hétérogénéités, car il n'y a pas de diffusions multiples à l'interaction avec le milieu. Cela se traduit par une matrice de diffusion diagonale présentant 2 termes quasi-proportionnels.

Les volumes très hétérogènes font, quant à eux, partie des milieux dits arbitraires. Ils sont de ce fait beaucoup plus délicats à modéliser électromagnétiquement car on ne peut plus négliger la diffusion multiple. En particulier on peut avoir génération d'un mode de polarisation croisé dans le plan d'incidence, à savoir qu'un champ incident polarisé s est diffusé sous forme d'une somme de polarisations s et p. Cela se traduit par la présence de coefficients croisés dans la matrice de diffusion et, comme nous l'avons vu dans la partie I , par une décorrélation complète des 4 termes.

C'est donc le poids des coefficients croisés dans la matrice de diffusion, couplé au niveau d'intercorrélation des différents termes, qui permet de définir le régime de diffusion du milieu étudié. Nous proposons ici de définir une matrice de diffusion canonique prenant en compte l'ensemble de ces paramètres par l'intermédiaire d'un coefficient α compris entre 0 et 1.

On considère ainsi 4 termes ν_{ij} indépendants définissant la matrice de diffusion telle qu'elle l'a été équation (5). L'insertion d'un coefficient α dans la matrice telle que proposé équation (25) permet de relier simplement le poids des coefficients croisés au niveau d'inter-corrélation des différents termes.

$$S(\alpha)=\begin{pmatrix} \nu_{SS} & \alpha\nu_{PS} \\ \alpha\nu_{SP} & \alpha\nu_{PP}+(1-\alpha)a\nu_{SS} \end{pmatrix} \qquad \textbf{(25)}$$

Par ailleurs, comme synthétisé en Figure 81, en faisant évoluer α entre 0 et 1 on retrouve les régimes de diffusion extrêmes tout en ayant une transition continue entre les deux.

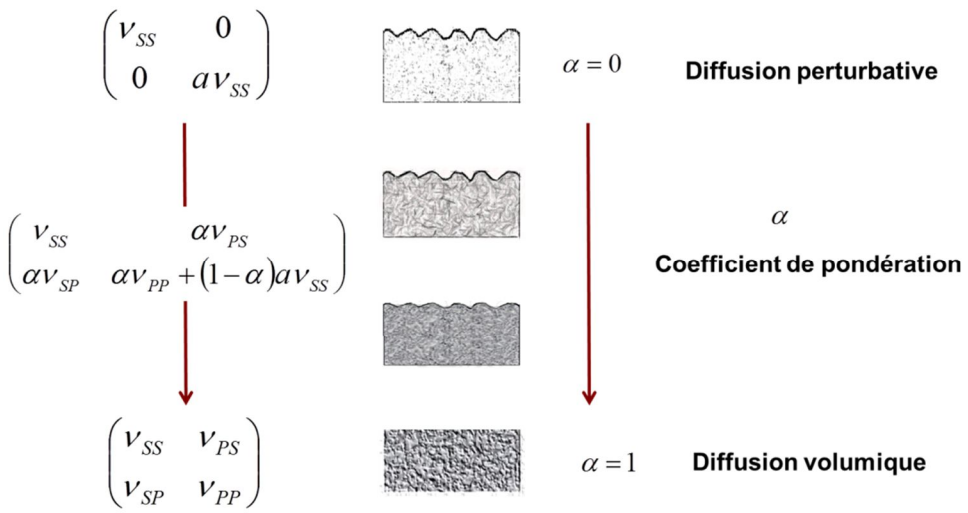

Figure 81 : matrice de diffusion pondérée et régime de diffusion correspondant

B. Validation du modèle

En premier lieu, nous allons vérifier la viabilité de ce modèle en mesurant les coefficients de diffusion sur un panel de 8 échantillons présentant des niveaux de diffusion volumiques graduels (1%, 5%, 10%, 20%, 40%, 60%, 80%, 98 %). Pour chaque échantillon, nous avons enregistré la cartographie de speckle obtenu avec un éclairage polarisé s ou p et une polarisation de reprise sélectionnée s puis p qu'on note I_{ss}, I_{ps}, I_{sp}, I_{pp}. On peut voir, Figure 82, 3 matrices de diffusion enregistrées pour les milieux extrêmes (1% et 98%) et un cas intermédiaire (10%).

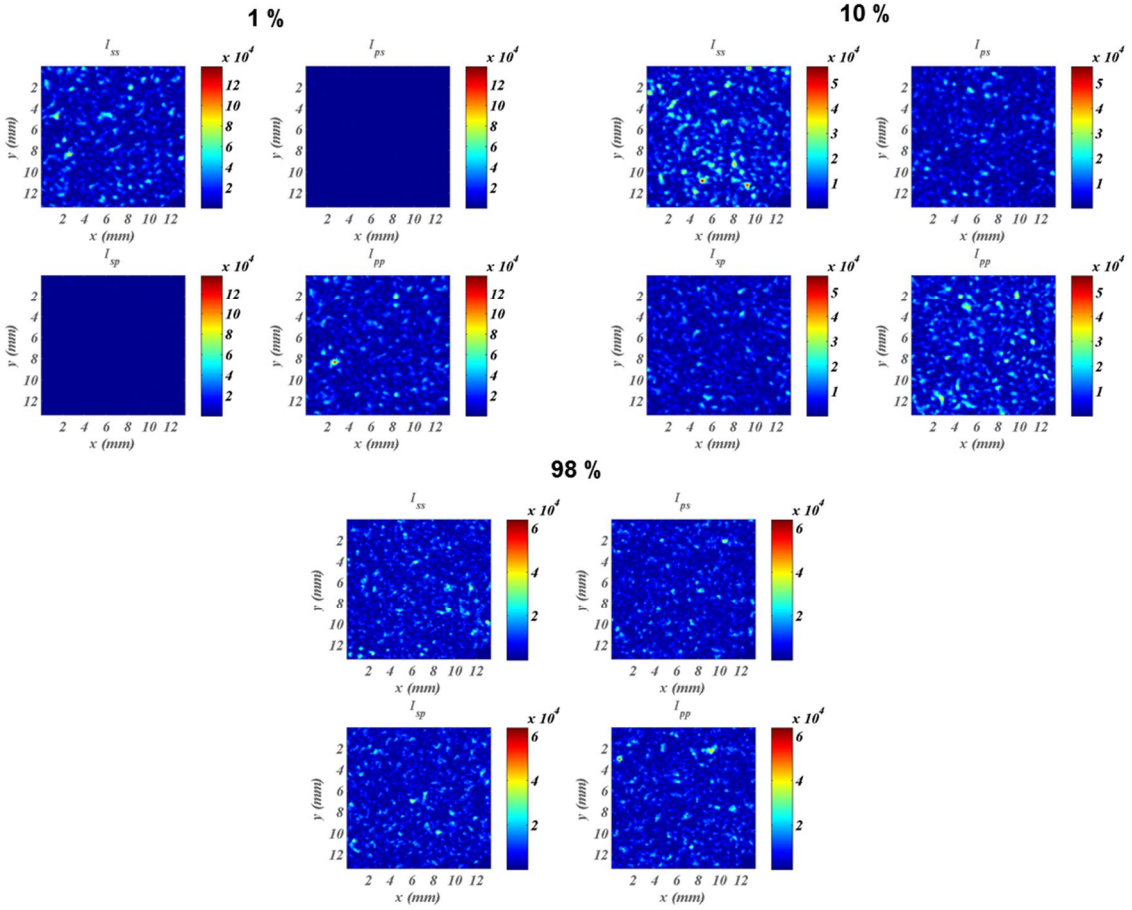

Figure 82 : Cartographies de speckle enregistrées pour identification des coefficients de la matrice de diffusion pour 3 échantillons présentant des niveaux de diffusion volumique respectifs de 1%,10% et 98 %

On peut voir ici que les cartographies de speckle enregistrées suivent bien la logique du modèle α, et il faut maintenant vérifier cela quantitativement. Pour ce faire, on extrait de la mesure :

- le coefficient α_{sp} en tant que ratio moyen des intensités I_{sp} / I_{ss}
- le coefficient α_{ps} en tant que ratio moyen des intensités I_{ps} / I_{ss}
- le coefficient de corrélation Γ entre les intensités I_{ss} sur I_{pp}

L'évolution de ces différents coefficients en fonction du niveau de diffusion volumique est tracée Figure 83. On constate que les coefficients α_{sp} et α_{ps} sont bien du même ordre de grandeur, de sorte que l'on considèrera désormais leur valeur moyenne α. Par ailleurs, par construction de la matrice S(α), le coefficient de corrélation entre les composantes diagonales de la matrice est 1-α. Si on compare le coefficient de corrélation croisée des intensités I_{ss} et I_{pp} à la courbe 1-α, on constate que

le modèle proposé présente un assez bon accord avec les mesures réalisées. On peut donc considérer que le poids du coefficient α dans la matrice de diffusion est un indicateur pertinent pour quantifier le niveau de diffusion volumique de l'échantillon testé, celui étant assimilable à la capacité du milieu à générer des diffusions multiples.

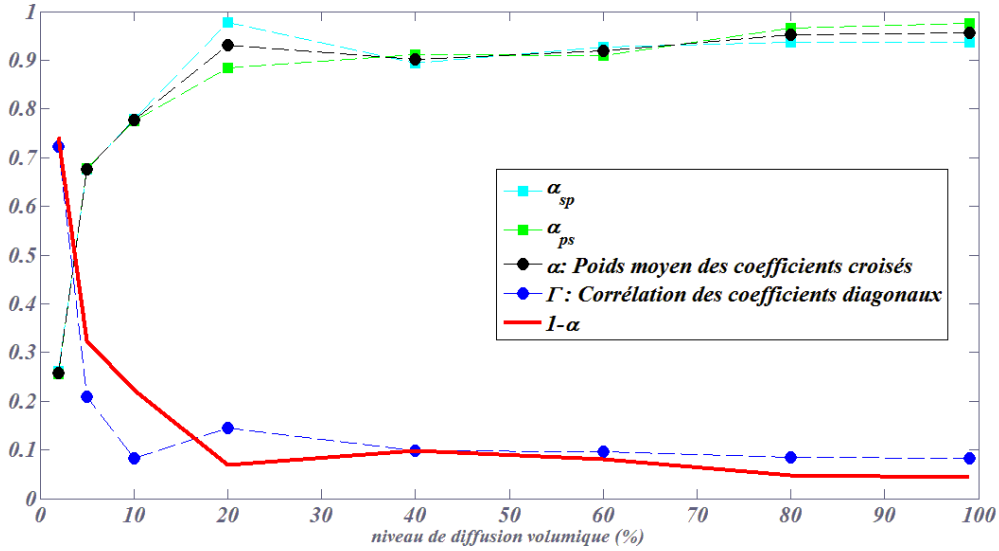

Figure 83 : Evolution du coefficient α mesuré en fonction du niveau de diffusion volumique

C. Synthèse

Maintenant que le modèle proposé pour la définition des matrices de diffusion est validé, nous pouvons nous intéresser au rôle que joue le poids des coefficients croisés sur le comportement polarimétrique et statistique de la lumière diffuse.

En premier lieu, nous avons pu voir que les statistiques d'intensité suivent une loi Gamma d'ordre 4 pour du volume et d'ordre 1 pour une diffusion surfacique. Si on calcule l'ordre de la loi Gamma du speckle diffusé en éclairage non polarisé en fonction du coefficient α, on s'aperçoit qu'il évolue progressivement entre 1 et 4 lorsque α augmente.

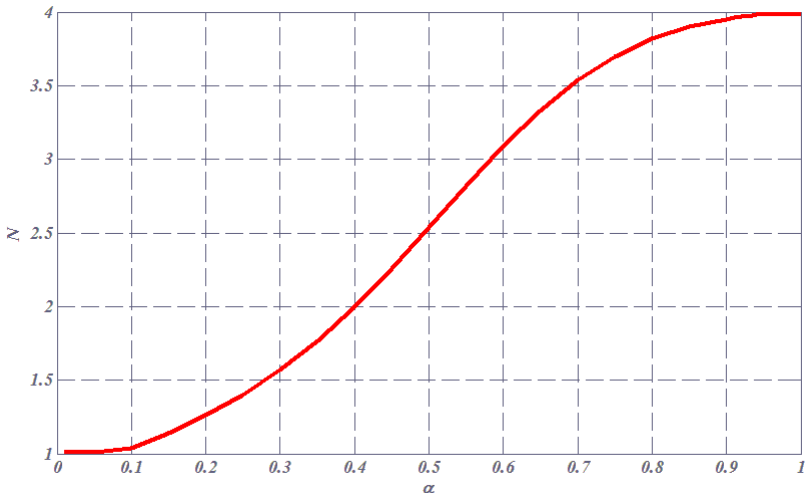

Figure 84 : Evolution de l'ordre de la loi Gamma du speckle diffusé en éclairage non polarisé en fonction du poids des coefficients croisés dans la matrice de diffusion

De la même manière, si l'on calcule en fonction du poids des coefficients croisés la répartition des états de polarisation pris par le speckle diffusé en éclairage polarisé, on obtient les sphères de Poincaré présentées Figure 85. Ces modélisations peuvent être mises en regard de la mesure obtenue pour un grain unique pour chacun des échantillons testés précédemment Figure 86. On peut voir que la surface occupée par les grains est d'autant plus grande sur la sphère que le coefficient α est élevé, et ceci tout en conservant un degré de polarisation élevé, ce qui confirme la validité du modèle.

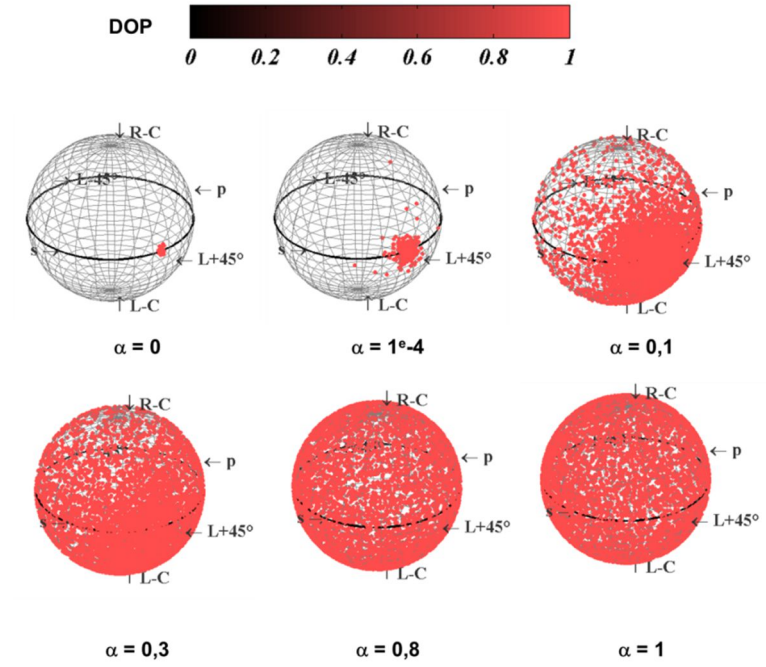

Figure 85 : Calcul de l'évolution de la dispersion des états de polarisation pris par le speckle diffusé en fonction du poids des coefficients croisés de diffusion dans le cas d'un éclairage polarisé

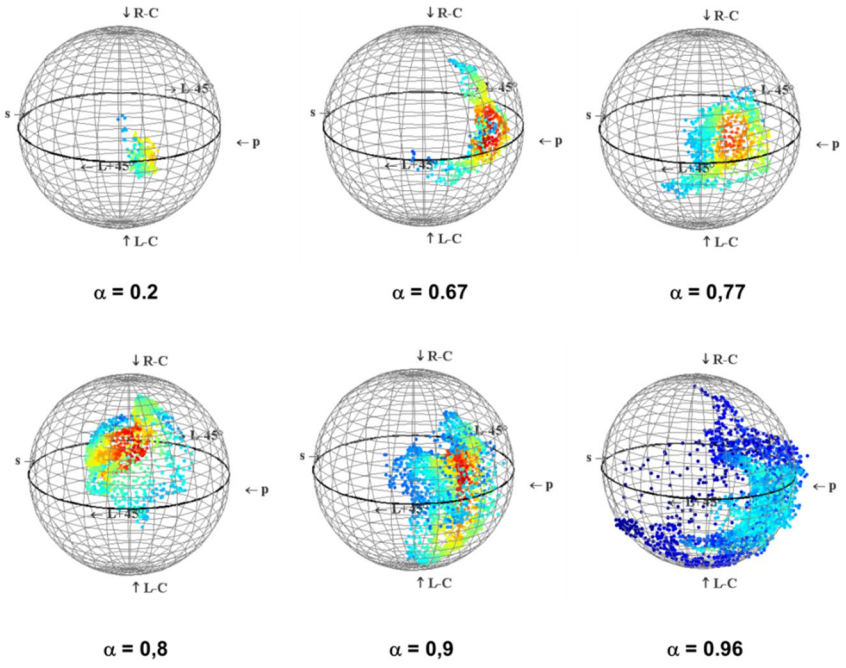

Figure 86 : Mesure de l'évolution de la dispersion des états de polarisation pris par le speckle diffusé en fonction du poids des coefficients croisés de diffusion dans le cas d'un éclairage polarisé (visualisation d'un seul grain)

De façon symétrique, le cas d'un éclairage dépolarisé présenté Figure 87 permet de mettre en évidence le phénomène de repolarisation temporelle dont on voit qu'il s'amplifie avec le poids des coefficients croisés.

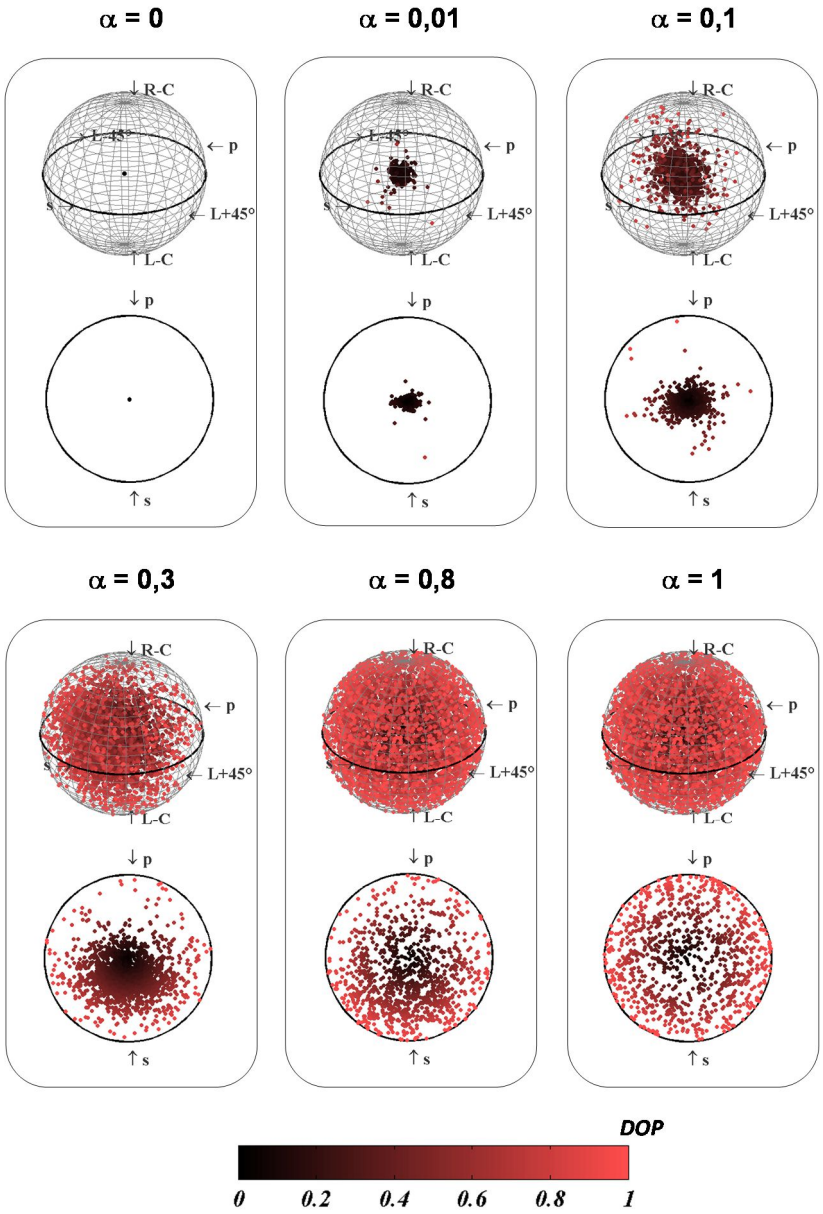

Figure 87 : Calcul de l'évolution de la dispersion des états de polarisation pris par le speckle diffusé en fonction du poids des coefficients croisés de diffusion dans le cas d'un éclairage dépolarisé. Sphère de Poincaré en 3D et coupe du plan équatorial de la sphère

L'ensemble des résultats présentés dans cette partie peut être synthétisé sous la forme des deux graphes donnés Figure 88. On y voit, en rouge, l'évolution, en fonction du coefficient α, du degré de polarisation marcroscopique du speckle diffusé dans le cas d'une lumière incidente polarisée. On y donne également en bleu la moyenne des degrés de polarisation locaux pris par le speckle dans le cas d'un éclairage non polarisé. En d'autres termes, ces deux courbes permettent de relier le poids des coefficients croisés de la matrice de diffusion à la capacité du milieu à dépolariser spatialement une lumière polarisée ou à repolariser temporellement une lumière dépolarisée.

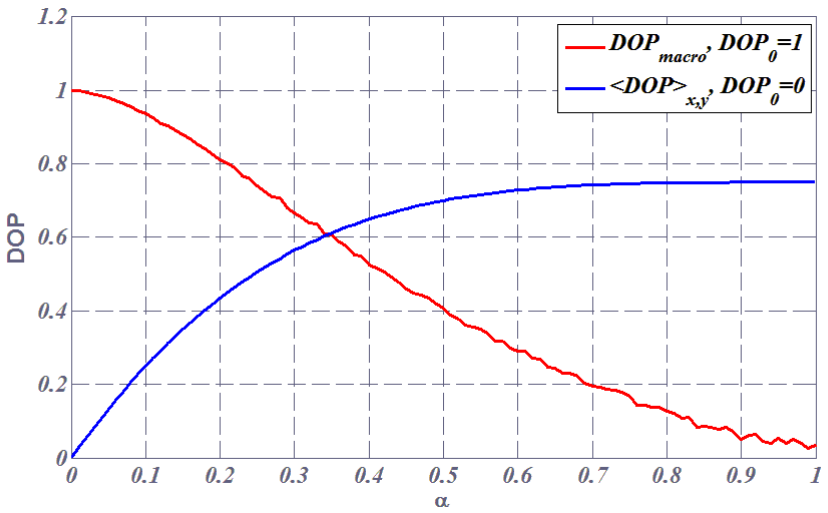

Figure 88 : Degré de polarisation macroscopique et moyenne des degrés de polarisation locaux dans le cas d'un éclairage polarisé calculés en fonction du poids des coefficients croisés

VII. Conclusion et perspectives

Le travail réalisé dans le cadre de cette thématique a permis la mise en évidence de nombreux résultats uniques et précurseurs. Parmis les plus marquants, on notera les phénomènes de repolarisation temporelle et/ou dépolarisation spatiale de la lumière diffusée jusqu'à des échelles sub-speckle. L'originalité des résultats et la richesse des outils qui nous ont permis de les mettre en évidence sont intrinsèquement liés. En effet, l'utilisation couplée d'une instrumentation de pointe, d'outils d'optique statistique, de l'électromagnétisme, de modèles phénoménologiques… nous ont permis d'avoir des visions multiples des phénomènes étudiés et ainsi de mieux en appréhender la physique. D'un point de vue plus personnel, ces approches croisées ont énormément enrichi mon expertise, élargissant ainsi le champ de mes compétences tant techniques que scientifiques.

A court terme, la continuité directe des études présentées ici consistera à quantifier la chromaticité des coefficients de diffusion et à travailler à mettre en œuvre une analyse spectroscopique des lois de probabilité et paramètres polarimétriques.

Un travail sera également mené pour appliquer les différents outils de sondage développés ici à l'identification de signatures dans les milieux végétaux et les étendre à l'analyse de la fluorescence. Ceci sera fait dans le cadre du projet ANR OptiPAG dont l'objectif est de mettre en œuvre des outils d'analyse optique pour une agriculture de précision. Le projet a été déposé en collaboration avec l'UMR IRSTEA ITAP et les entreprises Biogemma et Shakti ; il a été labellisé par l'ANR en 2016 pour la période 2017-2021. Il est financé à hauteur de 500 k€ dont 250 k€ pour notre équipe dont j'ai la responsabilité. Dans le cadre de ce projet, je co-encadrerai la thèse de Yannick Abautret (nov 2017-2020) avec Ryad Bendoula, porteur du projet pour l'UMR IRSTEA ITAP.

Enfin, l'expertise acquise sur les phénomènes de dépolarisation et repolarisation couplée à notre expertise en termes de couches minces optiques nous a permis de proposer au CNES un nouveau principe de dépolariseur spéculaire utilisable sur les instruments spatiaux. Celui-ci a été breveté[88] puis publié[89] en 2015. Le brevet a été déposé en copropriété entre Aix Marseille Université, le CNRS et le CNES et a été suivi par le financement de 2 R&T toujours en cours visant à soutenir le

développement d'un prototype dont fait l'objet la thèse de Quentin Ailloud que je co-encadre avec Claude Amra. Cette thèse est co-financée par le CNES et la région PACA sur la période 2015-2018.

VIII. Bilan quantitatif

En termes de bilan quantitatif, les activités présentées dans cette partie m'ont permis d'être co-auteur de 17 articles à comités de lecture dans des revues de rang A, 2 brevets, 4 conférences invitées, 21 conférences internationales, 27 conférences nationales.

J'ai commencé à travailler sur ces activités en 2007, depuis, j'ai co-encadré avec Claude Amra 3 thèses de doctorat : Jacques Sorrentini (2007-2010, Shakti, PACA,BDI), Ayman Ghabbach (2011-2014, ANR TraMEL) et Quentin Ailloud (2015-2018, CNES/PACA).

Les moyens financiers qui alimentent cette activité proviennent essentiellement de financements publics ou de grands organismes, en particulier, le projet ANR TraMEL en 2011, puis des R&T du CNES (2014 et 2015, ~70 k€) et plus récemment, le projet ANR OptiPAG (2017, 250 k€).

En terme de rayonnement, j'ai également dans ce cadre organisé la journée de conférences EPOS (Electromagnétisme, Polarisation et Optique Statistique) en 2011, 2013 et 2014. Cette journée organisée avec le soutien du GDR Ondes et du pôle de compétitivité Optitec a réuni environ 80 participants à chaque édition et a contribué au rayonnement de l'Institut Fresnel sur l'étude des milieux désordonnés.

Enfin, l'expertise acquise dans le cadre de ces travaux m'a permise d'être solicitée par Jérome Quartana, de l'Ecole des Mines de Saint Etienne afin de monter, en tronc commun 1A, un cours de traitement numérique du signal avec application aux signaux optiques accompagné d'une série de TP. J'ai depuis cette date la charge de ce module qui représente un volume horaire de 30h.

Thèses soutenues (2) :

Ayman ghabbach - Métrologie de la polarisation de la lumière à l'échelle du grain de speckle : histogrammes du degré de polarisation, dépolarisation spatiale et repolarisation temporelle – soutenue le 30 octobre 2014

Jacques Sorrentini - Analyse du comportement polarimétrique de la lumière diffusée : approches multi-échelle, électromagnétique et statistique – soutenue le 2 novembre 2010

RICL (17) :

1. M. Zerrad, A. Ghabbach, G. Soriano, and C. Amra, " Light scattered by strongly disordered media : a simplified model for speckle statistical analysis," under review
2. M. Zerrad, H. Tortel, G. Soriano, A. Ghabbach, and C. Amra, "Spatial depolarization of light from the bulks : electromagnetic prediction," Opt. Express 23, 8246-8260 (2015)
3. G. Soriano, M. Zerrad, and C. Amra, "Speckle intensity statistics for chromatic scattering media under partially polarized illumination," Opt. Express 23, 20796-20803 (2015)
4. G. Soriano, M. Zerrad, and C. Amra, "Enpolarization and depolarization of light scattered from chromatic complex media," Opt. Express 22, 12603-12613 (2014)

5. Ghabbach, M. Zerrad, G. Soriano, and C. Amra, "Accurate metrology of polarization curves measured at the speckle size of visible light scattering," Opt. Express 22, 14594-14609 (2014)
6. A. Ghabbach, M. Zerrad, G. Soriano, S. Liukaityte, and C. Amra, Optics “Depolarization and enpolarization DOP histograms measured for surface and bulk speckle patterns”, Express, Vol. 22, Iss. 18, p. 21427 (2014)
7. Jan Dupont, Xavier Orlik, A. Ghabbach, M. Zerrad, G. Soriano, and C. Amra, "Polarization analysis of speckle field below its transverse correlation width : application to surface and bulk scattering," Opt. Express 22, 24133-24141 (2014)
8. M. Zerrad, Clément Luitot, Jacques Berthon, and Claude Amra, "Optical systems for controlled specular depolarization," Opt. Lett. 39, 6919-6922 (2014)
9. M. Zerrad, G. Soriano, A. Ghabbach, and C. Amra, "Light enpolarization by disordered media under partial polarized illumination : The role of cross-scattering coefficients," Opt. Express 21, 2787-2794 (2013)
10. G. Soriano, M. Zerrad, and C. Amra, "Mapping the coherence time of far-field speckle scattered by disordered media," Opt. Express 21, 24191-24200 (2013)
11. J.Sorrentini, M. Zerrad, G. Soriano, and C. Amra, "Enpolarization of light by scattering media," Opt. Express 19, 21313-21320 (2011) J. Sorrentini, M. Zerrad, G. Soriano, and C. Amra, Highlight in Nature Photonics , 5, 712 (2011)
12. P. Réfrégier, M. Zerrad, and C. Amra, "Coherence and polarization properties in speckle of totally depolarized light scattered by totally depolarizing media," Opt. Lett. 37, 2055-2057 (2012)
13. M. Zerrad, J. Sorrentini, G. Soriano, and C. Amra, "Gradual loss of polarization in light scattered from rough surfaces : Electromagnetic prediction," Opt. Express 18, 15832-15843 (2010)
14. J. Sorrentini, M. Zerrad, and C. Amra, "Statistical signatures of random media and their correlation to polarization properties," Opt. Lett. 34, 2429-2431 (2009)
15. L. Arnaud, G. Georges, J. Sorrentini, M. Zerrad, C. Deumie, and C. Amra, "An enhanced contrast to detect bulk objects under arbitrary rough surfaces," Optics Express 17, 5758-5773 (2009).
16. C. Amra, M. Zerrad, L. Siozade, G. Georges, and C. Deumie, "Partial polarization of light induced by random defects at surfaces or bulks," Optics Express 16, 10372-10383 (2008).
17. G. Georges, L. Arnaud, L. Siozade, N. Le Neindre, F. Chazallet, M. Zerrad, C. Deumie, and C. Amra, "From angle-resolved ellipsometry of light scattering to imaging in random media," Applied Optics 47, C257-C265 (2008).

Brevets (2):

1. M. Zerrad, G. Soriano, C. Amra. Gamma speckle. France, N° de brevet : ICG30195 FR. 2015.
2. M. Zerrad, C. Amra. Dépolariseurs spéculaires parfaits. France, N° de brevet : FR1454923. 2014.

Conférences invitees (4) :

1. M. Zerrad, G. Soriano, A. Ghabbach, Q. Ailloud, and C. Amra “Spatial disorder and temporal statistics in light polarization” Laser Optics and Photonics, Valencia, Spain, 2017, keynote speaker

2. C. Amra, M. Zerrad, G. Soriano, A. Ghabbach, “Polarization signatures of light in disordered media”, International Symposium on 3D Imaging, Metrology, and Data Security, Shenzhen, China(2015)
3. C. Amra, M. Zerrad, G. Soriano, A. Ghabbach, H. Tortel, M. Lequime, X. Orlik, J. Dupont, “Statistiques de polarisation en milieu désordonné: prédiction, mesure, problèmes inverses », EPOS 2014, Marseille
4. C. Amra, M. Zerrad, J. Sorrentini, G. Soriano, « Analyse multi-échelle de la dépolarisation dans le speckle de l'onde monochromatique diffuse » Conférence invitée, Assemblée Générale du GDR Ondes, 02 novembre 09

Partie III :

Structures planaires multi-diélectriques pour une exaltation géante du champ électromagnétique

Pour de nombreuses applications, la recherche de composants générant une exaltation du champ électromagnétique stationnaire localisé dans la structure (microcavités, source à bas seuil…) ou à l'interface avec le milieu environnant (capteurs), demeure un thème d'actualité. Cette problématique n'est pas nouvelle. Elle a en effet été considérée par différentes communautés avec des approches telles que les M-Lines[90–95], les plasmons de surface[96–99], les modes de Bloch[100–108], la nano-plasmonique[109–114], les réseaux de diffraction[115–117], les cristaux photoniques[118–122], la réalisation de micro-résonateurs[123–127]…. . Nous proposons ici d'y répondre en utilisant des composants multi-diélectriques planaires.

I. Contexte et naissance de la thématique

Les composants planaires ou couches minces optiques sont le plus souvent utilisés pour leurs propriétés optiques en champ lointain. Dans ce cadre, la synthèse de coefficients de réflexion ou transmission présentant un grand niveau de complexité est aujourd'hui bien maîtrisée. Nous avons en effet pu voir précédemment que l'accord entre les performances du design et celles du composant réalisé reste excellent même lorsque les niveaux sont de 12 décades inférieurs à l'unité, comme illustré Figure 89-a. Lorsque la présence d'absorption requiert l'utilisation de métaux, des fonctions tout aussi complexes sont ajustables, avec un accord calcul/mesure de qualité équivalente, tel qu'illustré en Figure 89-b ; cette dernière figure représente une tête d'élan approximée par un gabarit optique, et a été présentée par l'équipe RCMO du laboratoire au concours de réalisation de la conférence OIC à Tucson en 2016.

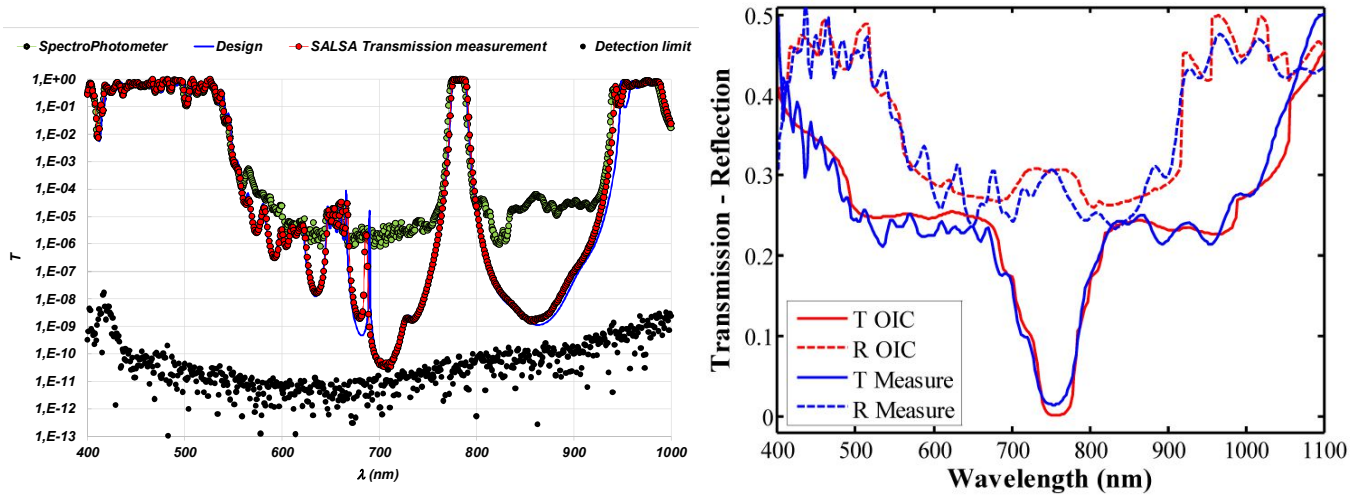

Figure 89 : Coefficients de réflexion et transmission, théoriques et mesurés, pour un filtre passe bande complexe à base de matériaux diélectriques (gauche – échelle logarithmique) et pour un filtre arbitraire complexe réalisé par l'équipe RCMO [128] dans le cadre du concours de fabrication de la conférence OIC 2016 (droite – échelle linéaire).

Si les couches minces optiques permettent de contrôler les variations spectrales des intensités spéculaires, les structures planaires sont également utilisées pour contrôler la phase ou le déphasage polarimétrique des faisceaux et jouer ainsi sur la cohérence ou la polarisation de la lumière traitée. De façon plus générale, c'est en s'appuyant sur la maîtrise historique de l'Institut Fresnel des techniques de synthèse et des technologies de fabrication des composants multicouches planaires, que nous avons commencé à travailler sur la problématique d'exaltation du champ électromagnétique.

Ces travaux ont été initiés en 2008, dans le cadre de l'ANR SEEC (2008-2012) porté par Dominique Ausserré de l'IMMM au Mans. L'objet du projet était d'optimiser la technique SEEC[129] (*Surface Enhanced Ellipsometric Contrast*) dont le principe est d'utiliser pour la microscopie des substrats multicouches présentant des coefficients de réflexion à propriétés polarimétriques spécifiques. Il est alors possible en ajoutant un polariseur et un déphaseur sur le trajet des flux détectés, de faire de l'imagerie sélective en polarisation et d'annuler l'image du substrat en augmentant la visibilité de celle de l'objet. Notre rôle dans ce projet était double. En premier lieu, nous devions travailler à l'amélioration des contrastes de polarisation, et ce dans la continuité des travaux menés sur le comportement polarimétrique de la lumière diffuse. Nous devions par ailleurs positionner les performances de la technique eu égard à la technologie référente pour les biologistes utilisateurs, soit la microscopie SPR (*Surface Plasmon Resonances*). C'est dans ce contexte, que Claude Amra, Fabien Lemarchand, spécialiste de design en couches minces optiques, et moi-même avons commencé à travailler ensemble sur ce projet et à appréhender avec la culture « Couches Minces Optiques » qui était la nôtre, la problématique des plasmons de surface et des composants résonnants. Ensuite, dans le cadre de la thèse de Césaire Ndiaye[130](2009-2012) que j'ai co-encadrée avec Claude Amra, nous avons commencé à développer une méthode de synthèse de composants multi-diélectriques[130–132] présentant une résonance intense accompagnée d'une absorption totale (100%), soit un zéro de la fonction réflexion. Cette méthode a ensuite été complétée par une méthode alternative qui agit directement sur l'exaltation de champ, grâce à l'introduction du concept d'admittance nulle[133]. Cette dernière méthode autorise désormais le choix de la localisation de l'exaltation dans l'empilement, et la synthèse de structures multi-résonantes (exaltations à n longueurs d'onde et/ou bi-localisées).

Les résultats expérimentaux obtenus ont montré la viabilité de la méthode et la faisabilité des composants, ainsi que la nécessité d'adapter le composant à l'application visée et de prendre en compte les conditions d'illumination dès la conception. Aude Lereu nous a rejoint en 2013 pour travailler sur ce thème et ouvre actuellement l'activité à plusieurs collaborations en vue de permettre l'utilisation de nos structures résonantes pour des applications de type biologique (CPBS, Montpellier), chimique (CINAM et université de Singapour) ou sources lumineuses (IES / C2N).

Avant de présenter une synthèse de ces années de travail, il me parait important de définir rapidement les concepts qui seront manipulés dans ce chapitre avec un intérêt particulier pour les notions de résonances, pôles ou zéros, ainsi que la notion d'admittance complexe. Cette dernière sera notre principal outil de synthèse dont les résonances seront la cible.

II. Résonances, pôles et zéros

Les propriétés optiques des filtres interférentiels sont toutes soumises à une contrainte liée au bilan d'énergie, donnée comme : $1 = R + T + A$, où ces grandeurs désignent respectivement la réflexion, la transmission et l'absorption du composant. Ainsi ces 3 grandeurs positives sont majorées par l'unité, bien que largement oscillantes en fonction de la longueur d'onde λ, ou autres paramètres. En termes de propriétés dans le plan complexe, cela signifie que la fonction $T(\lambda)$ par exemple, étendue à la variable complexe $\beta = \lambda' + j\,\lambda''$, présente des pôles complexes dont la partie imaginaire n'est jamais nulle, du moins tant que l'argument de T correspond à une grandeur physique qui peut être associée à une expérience. Ceci est illustré en Figure 90 où apparait clairement le pôle complexe d'une structure de type Fabry-Pérot, pôle sur lequel la fonction de variable complexe $T(\beta)$ n'est pas

majorée. Par contre sur l'axe réel, on retrouve bien le point de fonctionnement T(λ) (courbe noire) avec la condition T(λ) ≤ 1. Ce résultat est précisé avec plus de détail en Figure 91, où est tracée une section de T(β), à λ' = 500 nm, longueur d'onde de centrage du filtre.

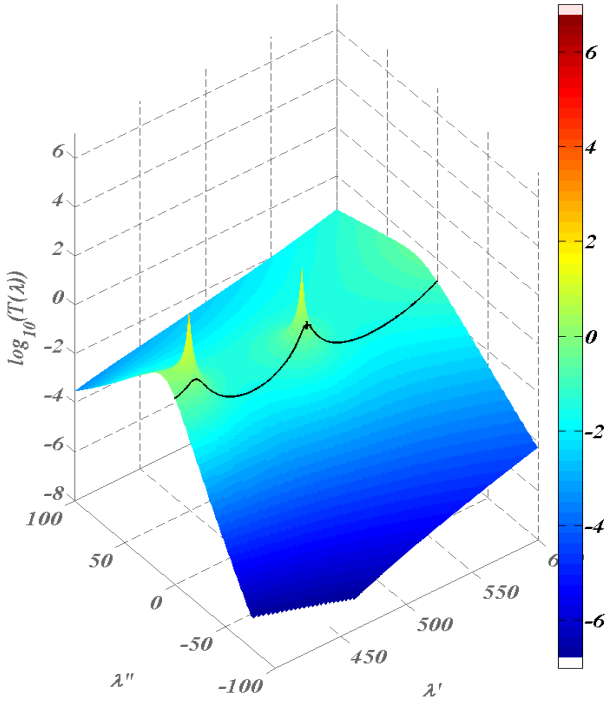

Figure 90 : Coefficient de transmission d'un filtre Fabry-Perot dans le plan complexe (Cartographie) , fonction de transmission T(λ) sur l'axe réel (courbe noire), point de fonctionnement à λ=500 nm (croix noire).

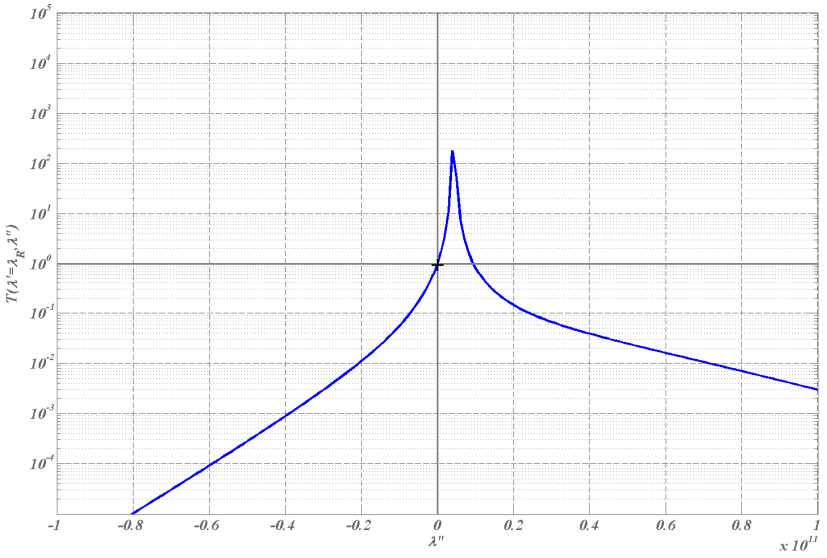

Figure 91: Coefficient de transmission du filtre Fabry-Perot présenté Figure 91, section à λ'=500 nm

Ce résultat est général pour tous les composants (voir Figure 92 et Figure 93 pour un miroir et Figure 94 pour un anti-reflet à 4 couches) et justifie les travaux sur les pôles et zéros dans le plan complexe, pour nombre d'applications dont les exaltations. En effet, pour d'autres grandeurs comme le champ électrique par exemple, la valeur d'exaltation n'est pas théoriquement bornée, et croît lorsque le

pôle se rapproche de l'axe réel. De façon générale, c'est donc la distance du pôle à l'axe réel qui va piloter la force de l'exaltation.

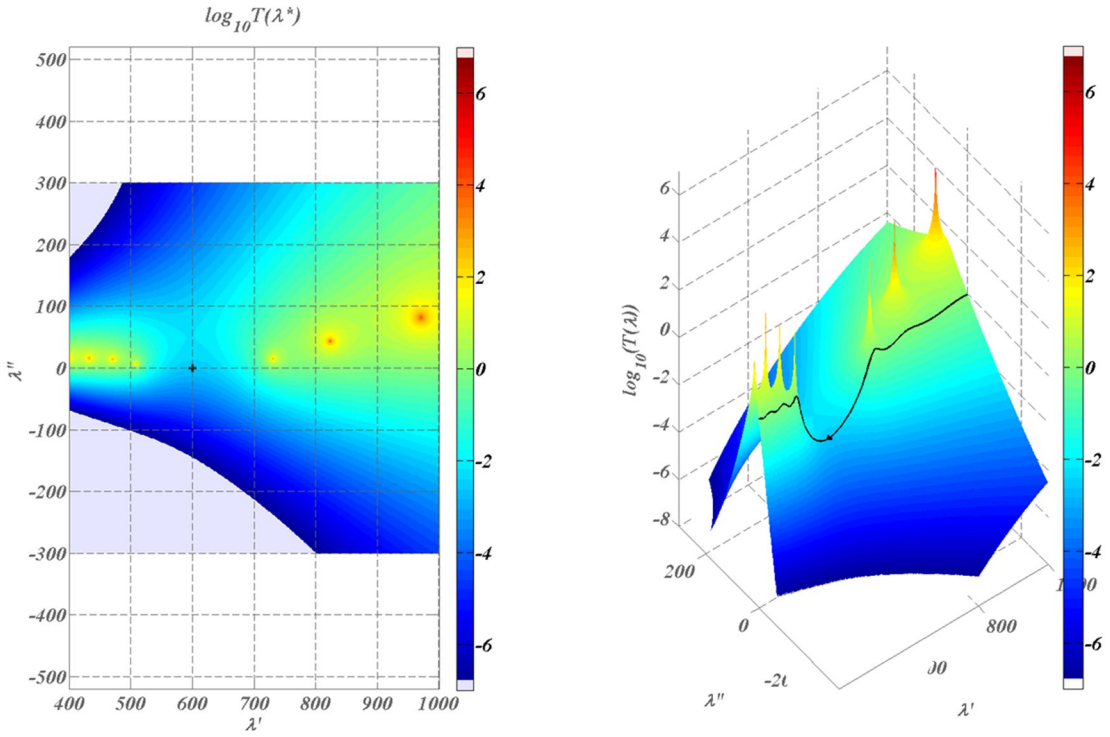

Figure 92: Evolution dans le plan complexe du coefficient de transmisison d'un miroir M15 centré à λ=600 nm, fonction de transmission T(λ) sur l'axe réel (courbe noire), point de fonctionnement à λ=600 nm (croix noire).

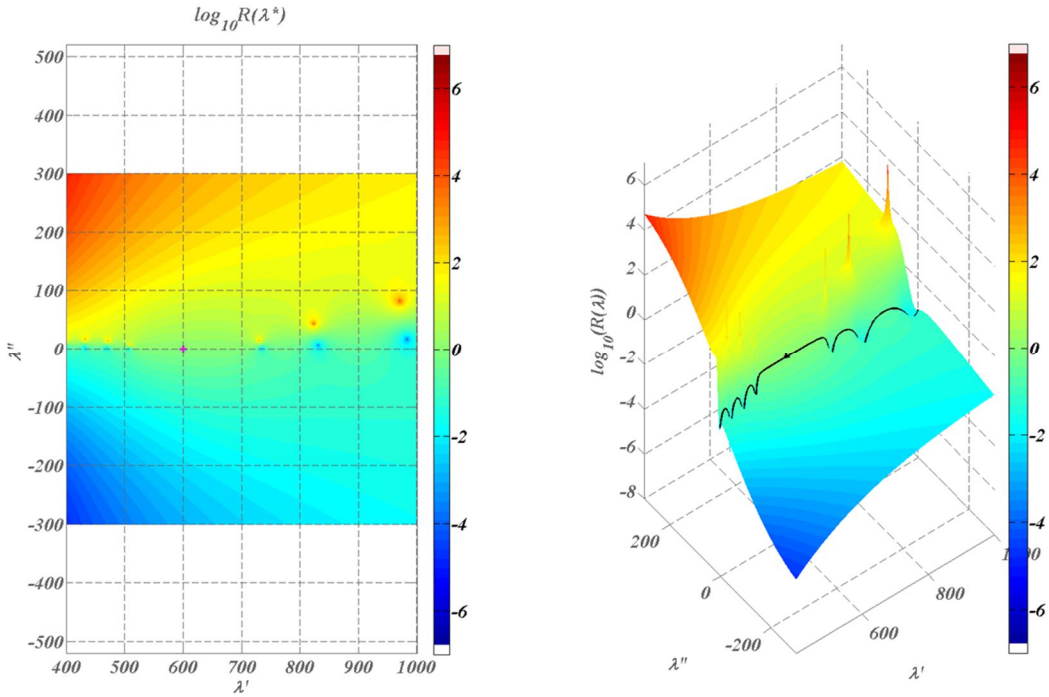

Figure 93: Evolution dans le plan complexe du coefficient de réflexion d'un miroir M15 centré à λ=600 nm, fonction de transmission R(λ) sur l'axe réel (courbe noire), point de fonctionnement à λ=600 nm (croix).

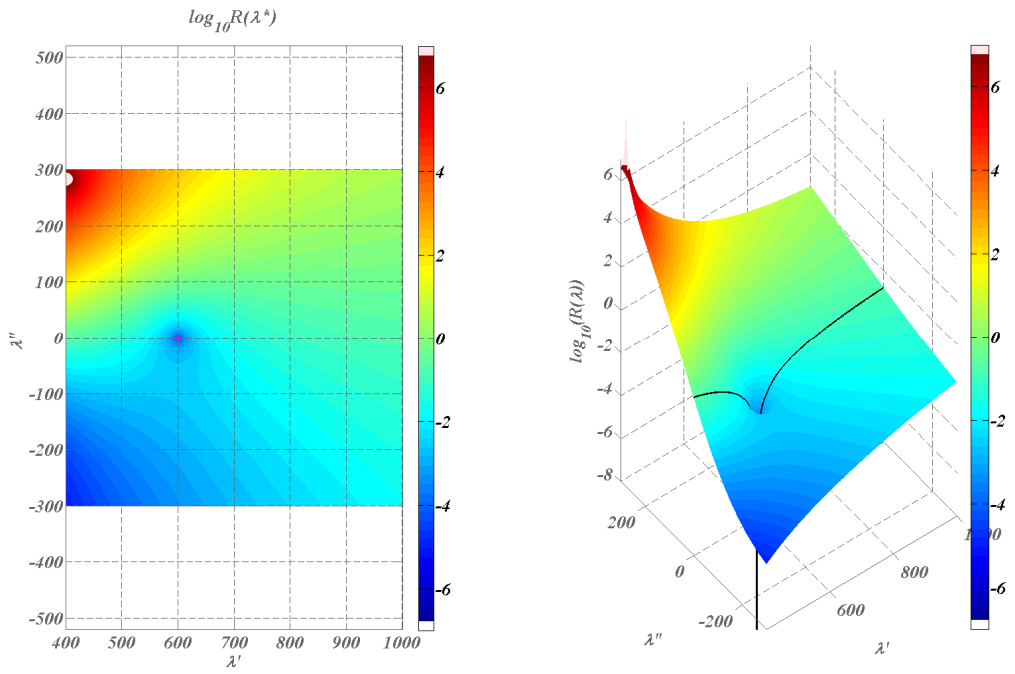

Figure 94 : Evolution dans le plan complexe du coefficient de réflexion d'un anti-reflet 4 couches, centré à λ=600 nm, fonction de transmission R(λ) sur l'axe réel (courbe noire), point de fonctionnement à λ=600 nm (croix).

Cas de la réflexion totale

Plaçons-nous maintenant en configuration de réflexion totale interne, dont on sait qu'elle supporte de fortes résonances sous certaines conditions. Ceci amène à éclairer la structure à travers un prisme haut indice au-delà de l'angle limite. Dans ce cas de figure, si on considère un empilement constitué de N matériaux d'indices $\{n_i\}_{i\in\lfloor 1,N\rfloor}$, éclairé à la fréquence normalisée $\sigma = \frac{2\pi n_0}{\lambda}\sin\theta$, via un milieu d'indice n_0, pour un milieu émergent d'indice n_S on se retrouve dans les configuration décrites Figure 95 ou Figure 96 selon qu'il existe ou non dans la structure un matériau d'indice de plus haut indice que celui du prisme de couplage. Les coefficients de réflexion sont ici donnés en fonction de la fréquence normalisée $\nu^* = \frac{\sigma_0\lambda}{2\pi}$.

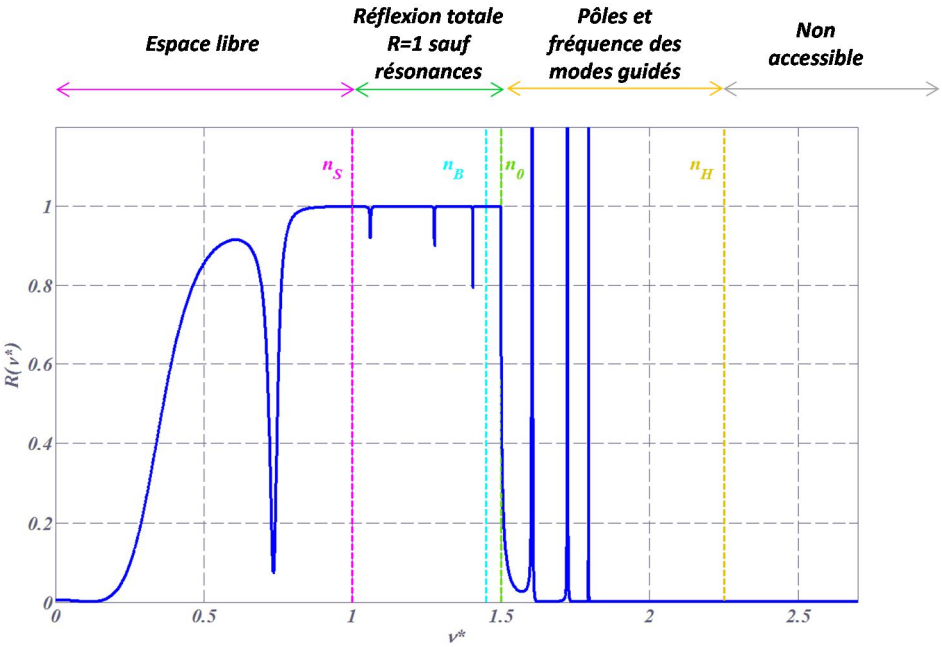

Figure 95 : Evolution du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence normalisée ν^*, cas où $n_S < n_0 < n_H$

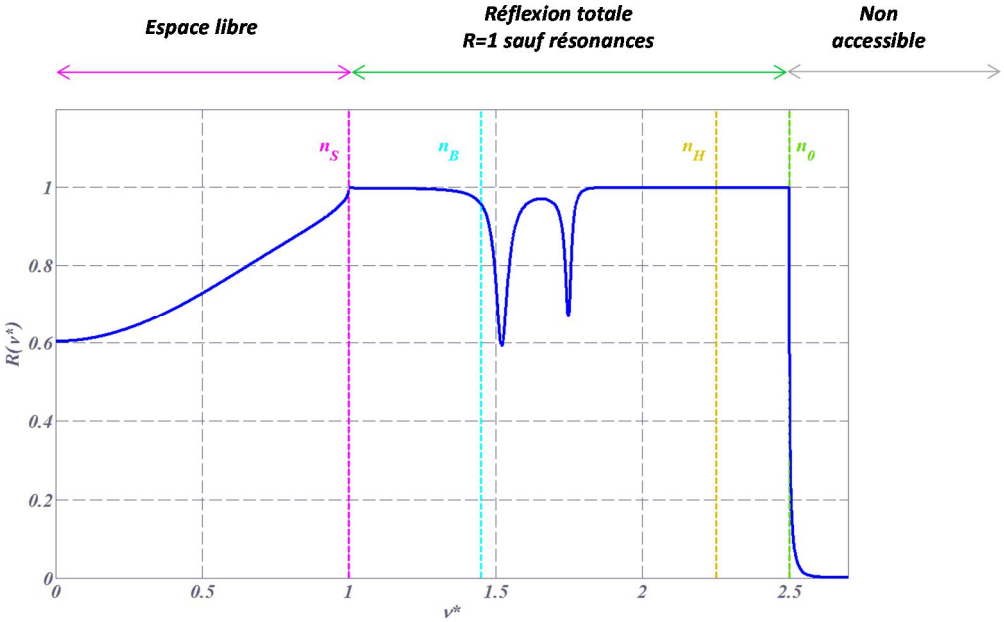

Figure 96 : Evolution du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence normalisée ν^*, cas où $n_S < n_H < n_0$

On constate tout d'abord sur ces figures que la réflexion est majorée aux basses fréquences spatiales (R<1), et qu'elle est unitaire (R = 1) dès que la fréquence normalisée dépasse l'indice du substrat ($\nu^* > n_s$). En Figure 95, on observe des chutes de réflexion dans la fenêtre ($n_s < \nu^* < n_0$) ; ces pics sont dus à une augmentation de l'absorption, laquelle résulte d'une exaltation de champ optique. Aux plus hautes fréquences ($n_s < n_0 < \nu^*$), les valeurs de la réflexion ne sont plus majorées (présence de pôles) car elles ne correspondent plus à une expérience (à un bilan d'énergie) ; en effet, les conditions d'éclairement imposent une majoration de la fréquence spatiale ($\nu^* = n_0 \sin\theta_0 < n_0$). La Figure 96 illustre le cas où l'indice du prisme permet d'atteindre de plus hautes fréquences (cas $n_H < n_0$). Dans ce cas les pôles précédents sont ramenés à des résonances avec une réflexion majorée.

Ainsi les résonances sont intrinsèquement liées à la localisation des pôles et des zéros complexes du coefficient de réflexion $R(\sigma)$ étendu au plan complexe. Ces pôles sont imposés et positionnés par la structure de l'empilement, et seule leur partie réelle peut être atteinte par la fréquence spatiale incidente (qui est réelle). Pour être complet, ces pôles ne peuvent pas être réels dans le cadre d'une géométrie correspondant à une expérimentation, eu égard au bilan d'énergie qui doit être respecté.

Ecrivons donc le coefficient de réflexion en amplitude $r(\sigma)$ d'un empilement multicouche comme une fonction complexe à variable réelle, soit sous la forme d'un produit faisant apparaitre ses pôles p_k et les zéros z_k respectivement d'ordre N_k et M_k :

$$r(\sigma) = r_0 \prod_k \frac{(\sigma - z_k)^{N_k}}{(\sigma - p_k)^{M_k}} = r_0 \prod_k \frac{(\sigma - z'_k - jz_k'')^{N_k}}{(\sigma - p'_k - p_k'')^{M_k}} \qquad \textbf{(26)}$$

Ces derniers sont a priori complexes, on peut donc les écrire en faisant apparaitre leurs parties réelles et imaginaires respectives. On peut voir à titre d'illustration ceux d'un miroir M15 éclairé en incidence oblique localisés dans le plan complexe par des extrema bleus pour les zéros et des extrema rouges pour les pôles en Figure 97.

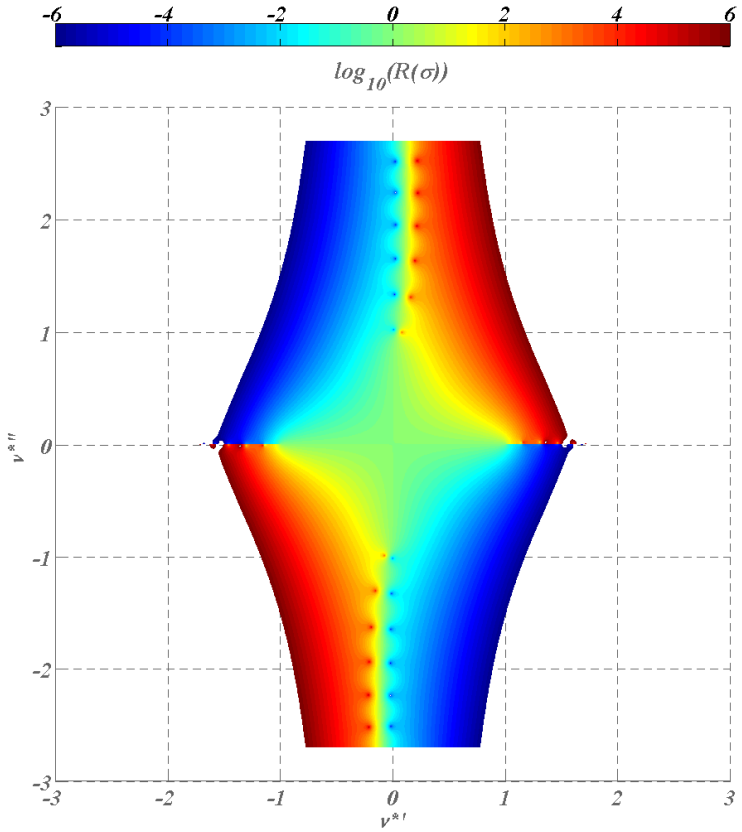

Figure 97 : Représentation en échelle logarithmique du module carré de la fonction de réflexion complexe r dans le cas d'un miroir M15 éclairé en incidence normale. ν*' et ν*'' désignent les parties réelles et imaginaires de la fréquence normalisée ν*.

Vérifions sur cet exemple quelques propriétés caractéristiques des résonances. En premier lieu, dans la plage de réflexion totale, la conservation d'un module unitaire du coefficient de réflexion en l'absence d'absorption implique que les pôles p_k et zéros z_k sont asymptotiquement conjugués lorsque l'absorption tend vers 0. Par ailleurs, la nature hermitienne de la fonction r implique que si z_k est un zéro de r, alors $-\overline{z_k}$ l'est également comme on peut le voir sur le graphe présenté Figure 97.

Ces propriétés nous autoriseront par la suite à considérer uniquement le quart du plan complexe correspondant aux valeurs positives de $\nu^{*\prime}$ et $\nu^{*\prime\prime}$ qui sont les parties réelles et imaginaires de la fréquence normalisée ν^*.

Ces quelques relations mettent en évidence le fait que les modes propres d'une structure multicouche pilotent son fonctionnement dans les configurations autres que leur utilisation nominale en espace libre. La capacité de contrôler ces modes représente donc un enjeu important, avec pour application première la synthèse de composants résonants. Il n'y a pas à ce jour de méthode de synthèse efficace qui permette de définir la localisation et l'intensité des résonances, malgré le fait qu'en espace libre on sache construire une fonction quasi-arbitraire.

Le travail réalisé ces dernières années sur cette thématique nous a permis de développer et implémenter 2 méthodes de synthèse de structures résonantes qui seront présentées dans ce chapitre. La première s'appuie sur la synthèse de résonances multi-diélectriques accompagnées d'une absorption totale, tandis que la deuxième agit directement sur la génération d'exaltations de champ. Les deux méthodes s'appuient sur la notion d'admittance complexe.

III. Propriétés optiques des composants planaires et formalisme des admittances

L'objectif de cette partie est de présenter brièvement la notion d'admittance complexe et les quelques points de formalisme nécessaires à l'appréhension des méthodes de synthèse. Le détail des calculs n'étant pas l'objet d'un tel document, nous renverrons lorsque cela est nécessaire aux publications, thèses ou brevets qui ont servi de support aux différents développements ou qui ont été rédigés dans le cadre de cette activité.

Les structures multicouches sont des empilements planaires de plusieurs couches successives d'épaisseur e_i et d'indice optique n_i. tels que définis Figure 98. L'empilement est toujours considéré entre 2 milieux semi infinis, qui sont le milieu incident d'indice n_0 (ici de l'air, à gauche de l'image) et le milieu émergent d'indice n_S (ici le substrat en silice, à droite de la figure).

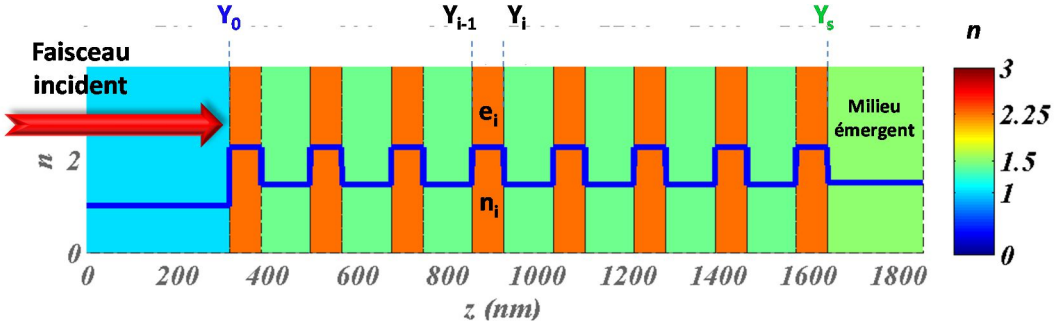

Figure 98 : Structure nominale d'un miroir M15, miroir constitué de 15 couches quart d'onde à 633 nm de TiO2 (n=2,25) et SiO2 (n=1,52) déposées sur un substrat de silice (n=1,49)

On définit à chaque interface *i* l'admittance Y_i qui est le rapport entre les composantes tangentielles des champs magnétique et électrique sur chaque dioptre[134]. L'admittance est une grandeur complexe qui a pour variable la fréquence spatiale d'éclairage $\sigma = k\sin\theta = \frac{2\pi n_0}{\lambda}\sin\theta$. Elle est calculée par récurrence dans le cas d'un empilement de N couches via la relation :

$$\begin{cases} Y_S = Y_N = \tilde{n}_s \\ \forall \mathrm{i} \in [0, \mathrm{N}-1] \quad , \quad \mathrm{Y}_{\mathrm{i}-1} = \dfrac{-\mathrm{j}\tilde{\mathrm{n}}_{\mathrm{i}}\sin\delta_{\mathrm{i}} + \mathrm{Y}_{\mathrm{i}}\cos\delta_{\mathrm{i}}}{\cos\delta_{\mathrm{i}} - \mathrm{j}\dfrac{\mathrm{Y}_{\mathrm{i}}}{\tilde{\mathrm{n}}_{\mathrm{i}}}\sin\delta_{\mathrm{i}}} \end{cases} \qquad \textbf{(27)}$$

Où δ_i est le déphasage à la traversée de l'épaisseur e_i d'indice n_i et $\tilde{n}_i$ est l'indice effectif de la couche *i* défini par :

$$\begin{cases} \tilde{n}_i = n_i \dfrac{\alpha_i}{k_i} & \text{en polarisation TE} \\ \tilde{n}_i = n_i \dfrac{k_i}{\alpha_i} & \text{en polarisation TM} \end{cases} \qquad \textbf{(28)}$$

Avec $k_i = \omega\sqrt{\varepsilon_i \mu_i}$, le nombre d'onde dans la couche *i* et $\alpha_i^2 = k_i^2 - \sigma^2$

L'admittance évolue en fonction de la position z dans l'empilement en prenant en compte l'ensemble du sous-empilement compris entre le substrat et le plan z d'observation, comme on pourrait imaginer le faire en déposant progressivement la matière. Les couches parfaitement quart d'onde correspondent à un déphasage $\delta=\pi/2$ à la traversée de l'épaisseur e. On retrouve alors sur l'équation (27), l'équation paramétrique d'un cercle, comme on peut le voir Figure 99 si l'on trace l'évolution de l'admittance dans le plan complexe d'un empilement basique quart d'onde. On a ici une structure de type Air/B-H-B-H/Verre où B et H représentent respectivement une couche bas et haut indice d'épaisseur optique $n_i e_i = \lambda_0/4$ avec λ_0=550 nm. Les épaisseurs sont alors dites quart d'onde à 550 nm et en incidence normale. On voit que dans cette configuration d'éclairage, l'admittance décrit des demi-cercles dans le plan complexe. De manière plus générale, elle évolue continûment depuis Y_S, (= $\tilde{n}_s$) sa valeur à l'interface avec le milieu émergent, jusqu'à Y_0, l'admittance à l'interface avec le milieu incident, qui prend en compte la totalité de l'empilement.

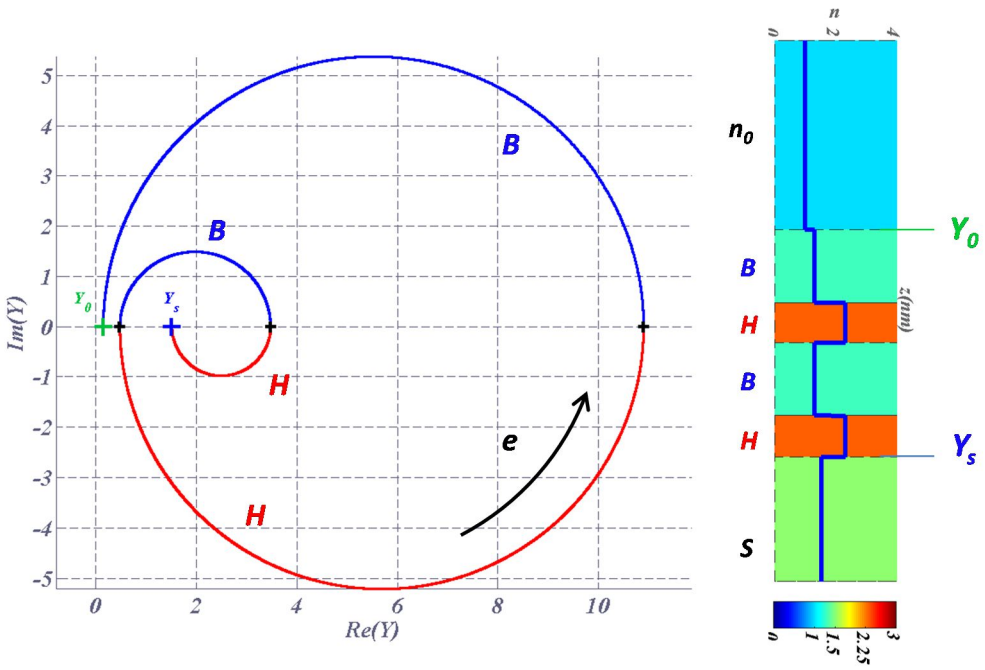

Figure 99 : Evolution paramétrique de l'admittance en fonction de l'épaisseur pour une structure de type Air/B-H-B-H/ verre matchée en incidence nulle et à la longueur d'onde de 550 nm. Les matériaux considérés sont du Si02 pour le matériau bas indice et du Ta_2O_5 pour le matériau haut indice.

Comme toute fonction optique, l'admittance dépend de la longueur d'onde et ce paramètre joue un rôle clé dans la synthèse des composants. Pour illustrer cet effet, on peut tracer Figure 100 l'évolution spectrale de l'admittance dans le plan complexe pour quelques empilements classiques tels qu'une couche quart d'onde à 550 nm haut indice (a), l'empilement présenté Figure 99 (b), un miroir M15 ou miroir de Bragg similaire à celui présenté Figure 98 centré à 550 nm (c) ainsi qu'un filtre Fabry Pérot résonant à 550 nm (d). Les évolutions spectrales des coefficients de réflexion et transmission associés sont tracées sur le même graphe. Ces coefficients sont accessibles sous leur forme complexe via les formules (29) et (30) ci-dessous :

$$r(\sigma) = \frac{\tilde{n}_0(\sigma) - Y_0(\sigma)}{\tilde{n}_0(\sigma) + Y_0(\sigma)} \tag{29}$$

$$t(\sigma) = \frac{1 + r(\sigma)}{\prod_{i=1}^{N}\left(\cos\delta_i - j\frac{Y_i}{\tilde{n}_i}\sin\delta_i\right)} \tag{30}$$

Le coefficient de réflexion en intensité *R* est le module carré de *r,* alors que le coefficient de transmission en intensité T est le ratio entre les flux entrants et sortants:

$$T(\sigma) = \frac{\Phi_S^+}{\Phi_0^+}|t(\sigma)|^2 = \frac{\Re e(\tilde{n}_S)}{\Re e(\tilde{n}_0)}|t(\sigma)|^2 \tag{31}$$

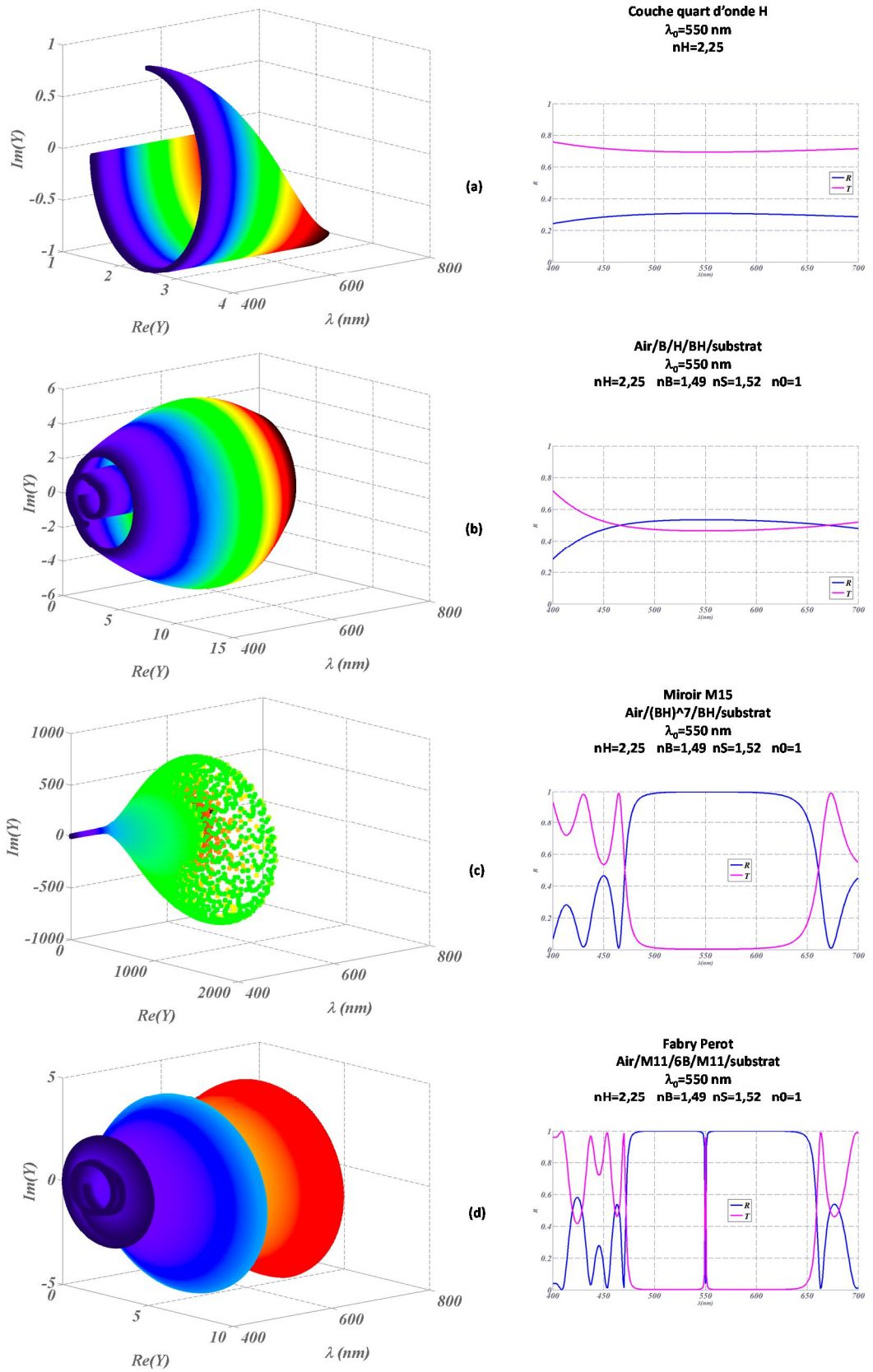

Figure 100 : Gauche - Evolution paramétrique de l'admittance en fonction de l'épaisseur. Les parties réelles et imaginaires de l'admittance sont données pour chaque longueur d'onde. Droite - Fonctions optiques associées en réflexion et transmission. Les structures considérées sont une couche quart d'onde H (a), la structure présentée Figure 99 (b), un miroir M15 (c) et un filtre Fabry-Perot (c) centrés à 550 nm en incidence normale. La couleur d'affichage est celle de la longueur d'onde associée-

Ces formules mettent en évidence la pertinence de l'admittance comme outil de synthèse ; en effet, on voit que le coefficient de réflexion dans un milieu d'indice n_0 est défini par la valeur de l'admittance Y_0 qui porte les informations sur l'ensemble de l'empilement. Par ailleurs l'évolution géométrique de l'admittance dans le plan complexe permet de visualiser l'effet de l'ajout des différentes briques successives de la structure sur sa valeur à l'interface de la dernière couche. On peut ainsi dans de nombreux cas, définir de manière analytique la structure qui permet d'obtenir la valeur cible.

Enfin, pour revenir à la problématique qui est la nôtre, la connaissance de l'admittance à chaque altitude permet d'en déduire la composante tangentielle *E(z)* du champ électromagnétique stationnaire en tout point dans l'empilement et dans les milieux incident et émergent. Un exemple de répartition du module carré est tracé Figure 101 dans le cas du miroir M15 présenté plus haut lorsqu'il est éclairé via le milieu incident, à gauche, en incidence normale à la longueur d'onde de centrage de 633 nm.

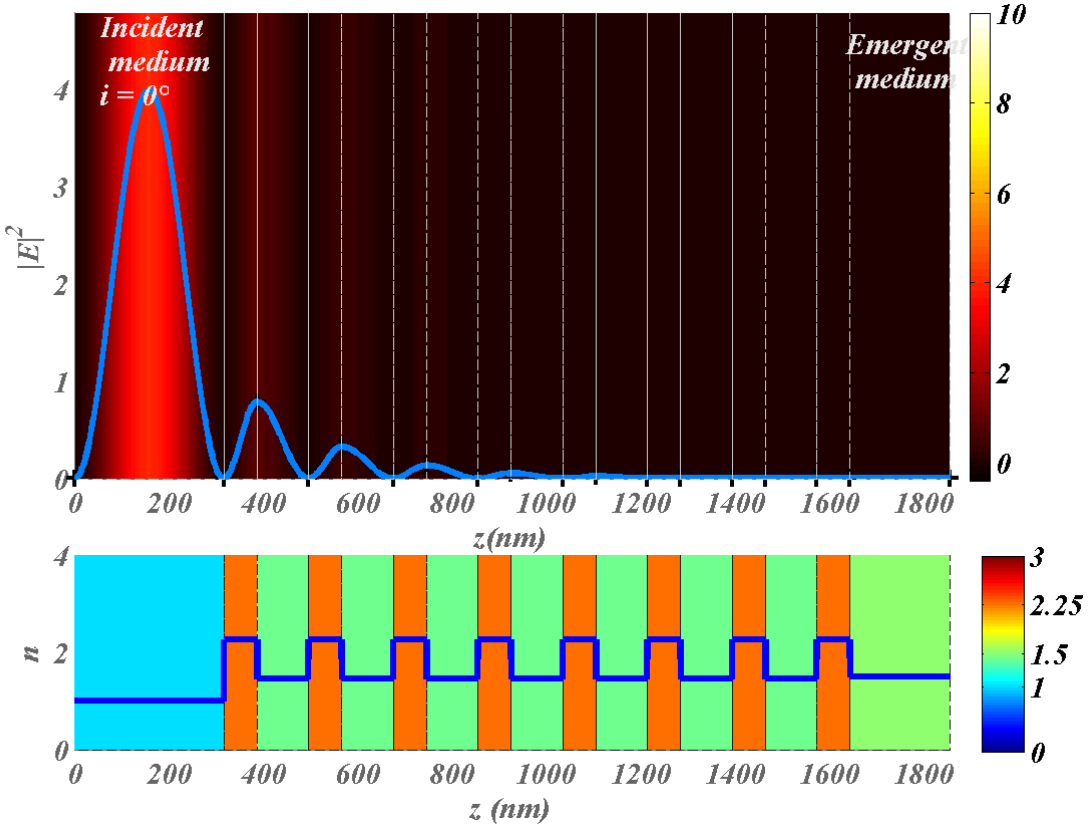

Figure 101 : Répartition du module carré du champ dans un empilement de type miroir M15 centré et éclairé à 633 nm

Pour mieux identifier la localisation de champ, la structure du composant est rappelée en partie basse du graphe avec la même échelle horizontale. Les couleurs correspondent à l'indice optique des matériaux sur le graphe du bas et à l'intensité pour le graphe du haut. Ces informations sont redondantes avec les courbes linéiques tracées en bleu sur les 2 graphes mais le double affichage peut permettre, comme nous le verrons par la suite de mettre en évidence différents comportements. Nous allons voir comment utiliser ces différents outils pour générer et optimiser des exaltations de champ tout d'abord à l'interface avec le milieu ambiant, puis à l'intérieur de la structure.

IV. Exaltation du champ et absorption totale

La recherche d'exaltations de champs intenses, robustes et répétables est une des problématiques-phares de l'optique moderne. On utilise souvent pour cela des nano-objets[111,112,135] ou des monocouches ou bicouches métalliques[96,107,136] pour s'appuyer sur les résonances plasmons des métaux qui augmentent l'absorption en milieu de spectre visible. Aux échelles de l'optique électromagnétique (macroscopique), cela se traduit par un indice de réfraction du matériau qui suit une loi de dispersion arbitraire prise en compte dans les calculs. Ces matériaux font donc partie de l'ensemble des matériaux adressables par les techniques de synthèse que nous avons développées pour les composants optiques planaires et auxquels nous allons nous intéresser plus précisément.

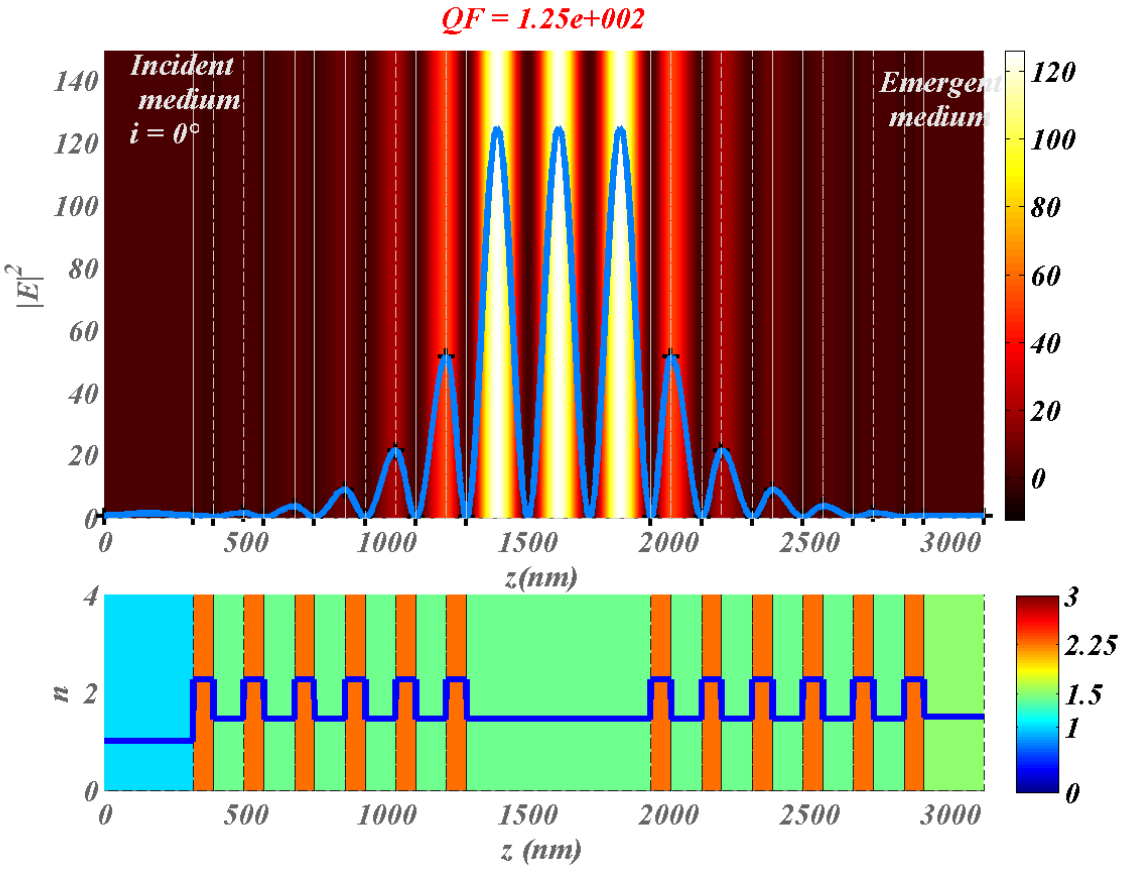

Figure 102: Répartition du module carré du champ dans un filtre Fabry-Pérot centré et éclairé à 633 nm

De nombreux empilements classiques en couches minces optiques permettent des exaltations de champs. C'est par exemple le cas d'un miroir de Bragg qui, comme on le voit Figure 101 exalte (modérément) le champ d'un facteur 4 dans le champ proche du côté du milieu incident. C'est également le cas d'un Fabry Pérot, comme on peut le voir Figure 102 sur un exemple de filtre résonant à 633 nm et présentant une exaltation de l'ordre de 125 dans le spacer. On peut à ce stade définir la surintensité comme le ratio entre le module carré du maximum du champ dans la structure et celui du champ incident. On note cependant que la surintensité dans le cas du Fabry-Perot est confinée dans le volume du composant, ce qui n'est pas adapté aux applications de type capteur.

Pour chercher à augmenter l'exaltation et à la localiser à l'interface avec le milieu environnant, nous allons dans un premier temps nous appuyer sur la formule suivante[134,137] qui exprime, pour un flux incident Φ_0^+ , à la fréquence ω, l'absorption A de l'empilement en fonction de la répartition de

champ E_i dans l'ensemble des couches i, de l'épaisseur de chacune d'entre elles e_i et de la partie imaginaire de la permittivité de chacun des matériaux ε''_i :

$$\Phi_0^+ A = \frac{\omega}{2}\sum_i \varepsilon_i'' e_i |E_i|^2 \qquad \textbf{(32)}$$

Considérons maintenant un ensemble de filtres d'absorption imposée A (nous verrons par la suite comment synthétiser ces filtres). La formule (7) se réécrit comme :

$$\sum_i \varepsilon_i'' e_i |E_i|^2 = Cte = 2A\frac{\Phi_0^+}{\omega} \qquad \textbf{(33)}$$

Par ailleurs si on fait le choix d'utiliser uniquement des matériaux diélectriques et transparents à l'exception d'un matériau dans la couche p, d'épaisseur e_p qui présente une permittivité imaginaire ε_p'' et un donc un indice imaginaire n_p'' non nuls, on obtient :

$$\varepsilon_p'' e_p |E_p|^2 = Cte = 2A\frac{\Phi_0^+}{\omega} \qquad \textbf{(34)}$$

Le terme de droite étant constant, la valeur du champ dans la couche e_p sera donc d'autant plus forte que ε'' est faible. En outre le champ sera maximal dans le cas où l'absorption est totale, donc pour A=1.

Il nous faut donc maintenant définir une classe d'empilements D qui satisfait la condition :

$$D : \varepsilon'' \xrightarrow{D} D(\varepsilon'') \quad \backslash \quad \begin{cases} A[D(\varepsilon''),\varepsilon''] = 1 \\ |E|^2[D(\varepsilon''),\varepsilon''] = \dfrac{1}{e\varepsilon''} \end{cases} \qquad \textbf{(35)}$$

La prochaine étape est donc de réaliser la synthèse d'un empilement présentant une absorption totale à la fréquence σ_k qui peut être arbitrairement choisie. Pour ce faire, on se place en configuration de réflexion totale (T=0), de sorte que A=1-R. En pratique, cela revient à éclairer l'empilement à travers un matériau haut indice avec un angle d'incidence supérieur à l'angle limite, comme illustré Figure 103.

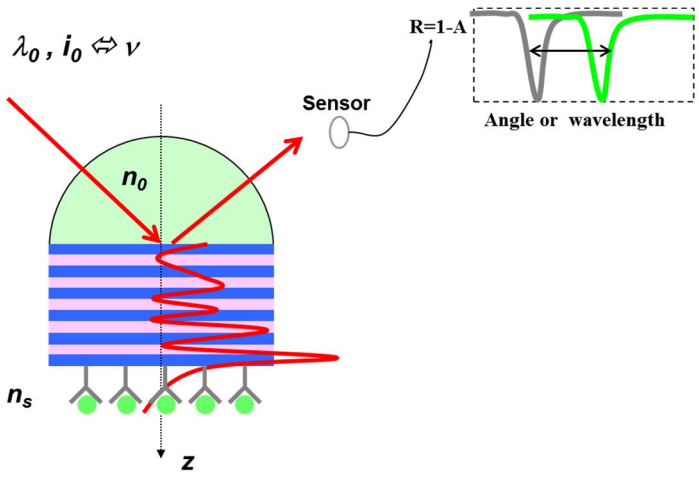

Figure 103 : Configuration de mesure en réflexion totale

Pour obtenir l'absorption totale à σ_k, il reste à définir un empilement avec coefficient de réflexion nul pour cette même fréquence, c'est-à-dire avec un zéro à la fréquence σ_k . Si on se ramène au calcul du coefficient de réflexion en fonction des admittances, nous recherchons donc un empilement dont l'admittance $Y_0(\sigma_k)$ est égale à l'indice effectif du milieu incident $\tilde{n}_0(\sigma_k)$ qui est désormais le prisme.

$$R(\sigma_k) = 1 - A(\sigma_k) = \left| \frac{\tilde{n}_0(\sigma_k) - Y_0(\sigma_k)}{\tilde{n}_0(\sigma_k) + Y_0(\sigma_k)} \right|^2 = 0 \qquad \textbf{(36)}$$

Tout le jeu de la synthèse consistera ainsi à définir la structure qui permet d'amener, dans le plan complexe, l'admittance Y_S du substrat à l'indice effectif du prisme $\tilde{n}_0$.

V. Méthode de synthèse pour une résonance en absorption totale

A. Principe

A ce stade, il est important d'insister sur quelques détails spécifiques à prendre en compte dans le processus de synthèse. En premier lieu, l'onde que nous considérons doit être propagative dans le prisme à la fréquence σ_k, donc l'indice effectif cible $\tilde{n}_0(\sigma_k)$ doit être réel. A l'inverse, le point de départ du design qui est l'indice effectif du milieu émergent (ici l'air) $\tilde{n}_S(\sigma_k)$ est imaginaire pur, ceci provenant du fait qu'un flux transmis nul impose $\Re e(\tilde{n}_S) = 0$, d'après la formule (31). Par ailleurs, on peut démontrer analytiquement à partir de la définition des admittances, que si on dépose sur un substrat « imaginaire pur » un matériau d'indice réel, l'admittance de l'ensemble restera réelle. Ceci impose de commencer la structure par un matériau d'indice imaginaire n'' non nul.

Pour répondre à cette problématique, nous avons proposé et implémenté, dans le cadre de la thèse de Césaire Ndiaye[130] une méthode de synthèse[131,132] en 3 étapes schématisées Figure 104. On notera que la synthèse est faite à partir du milieu émergent, donc pour notre application en sens inverse du sens physique de dépôt.

Présentation de la méthode de synthèse:

Etape 0 : On fixe l'angle d'incidence, la longueur d'onde et la polarisation souhaités pour la résonance. On fixe également les matériaux souhaités pour le design (généralement 2 matériaux diélectriques, un haut et un bas indice)

Etape 1 : Une couche présentant un indice imaginaire n'' non nul d'épaisseur e est en contact avec l'air et permet de sortir l'admittance de l'axe imaginaire. On s'éloignera d'autant plus de l'axe imaginaire que n'' est grand.

Etape 2 : Une couche d'adaptation est déposée pour ramener l'admittance sur l'axe réel à l'admittance Y_p.

Etape 3 : Un empilement de type miroir quart d'onde optimisé à la fréquence σ_k est ajouté sur le bicouche. Le nombre de couches du miroir dépend de la distance à parcourir entre Y_p et $\tilde{n}_0$.

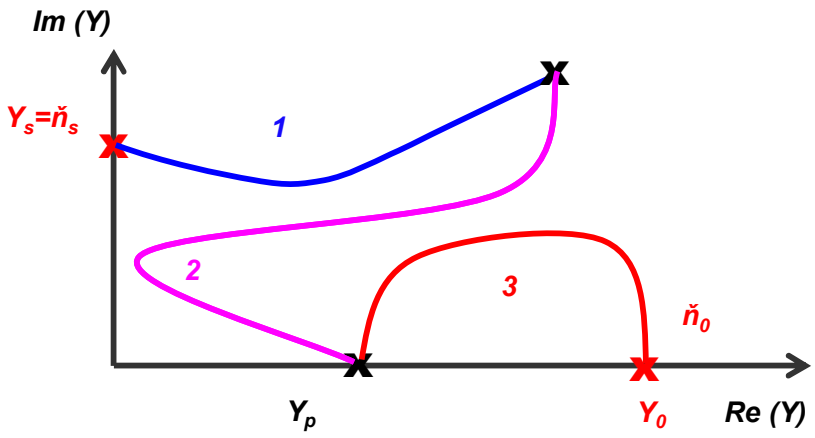

Figure 104 : Schéma de principe de la méthode de synthèse en absorption totale

Pour 2 matériaux donnés, les épaisseurs du bicouche d'adaptation sont définies par optimisation numérique en fonction de la valeur cible Y_p, qui est elle-même fixée par le nombre de couches du miroir. Ce dernier sera d'autant plus élevé que le chemin à parcourir est grand, donc que n'' est petit. En conclusion, le choix de n'', indice imaginaire de la première couche, impose l'ensemble des autres éléments de la formule pour un jeu de matériaux fixé. Un travail d'implémentation numérique conséquent a été réalisé de 2010 à 2013 pour permettre le développement d'un logiciel de synthèse entièrement automatisé qui définit, pour un jeu de matériaux donné, une structure présentant une résonance en absorption totale et l'exaltation de champ optimale à une fréquence arbitrairement choisie. Ce logiciel est désormais utilisé par les membres de l'équipe travaillant sur cette activité pour synthétiser des structures résonantes adaptées aux différentes applications visées.

Un exemple d'application est donné Figure 105 pour un empilement conçu pour n''=10^{-6}, le miroir compte alors 8 doublets HB. Les matériaux utilisés sont du SiO_2 et du Ta_20_5 pour le miroir, la couche « absorbante » est du Ta_2O_5, d'épaisseur 7,49 nm et la couche d'adaptation du SiO_2 sur une épaisseur de 9,25 nm. L'empilement est conçu pour présenter une résonance à la longueur d'onde de 633 nm et l'angle d'incidence de 45° en polarisation TE.

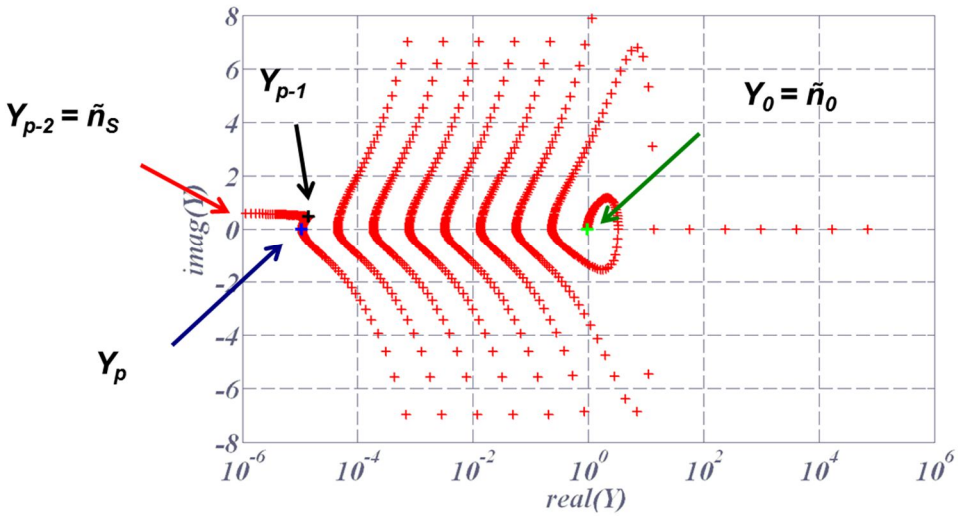

Figure 105 : Evolution de l'admittance d'un empilement synthétisé pour présenter une résonance à 633 nm et 45° d'angle d'incidence en polarisation TE.

La structure est conçue pour une résonance à 633 nm. Si on regarde l'évolution de l'admittance pour d'autres longueurs d'onde d'éclairage, on s'aperçoit Figure 106 qu'elle reste dans le plan imaginaire pur (plan défini par Re(Y)=0) hors de la zone de résonance, comme par exemple à gauche pour un angle de 47 degrés. Par contre quand on éclaire exactement à l'angle de résonance soit 45°, à 633 nm, l'admittance se détache du plan imaginaire et atteint Y_0 via le motif prédit par le design soit des cercles concentriques dans le plan λ=633 nm.

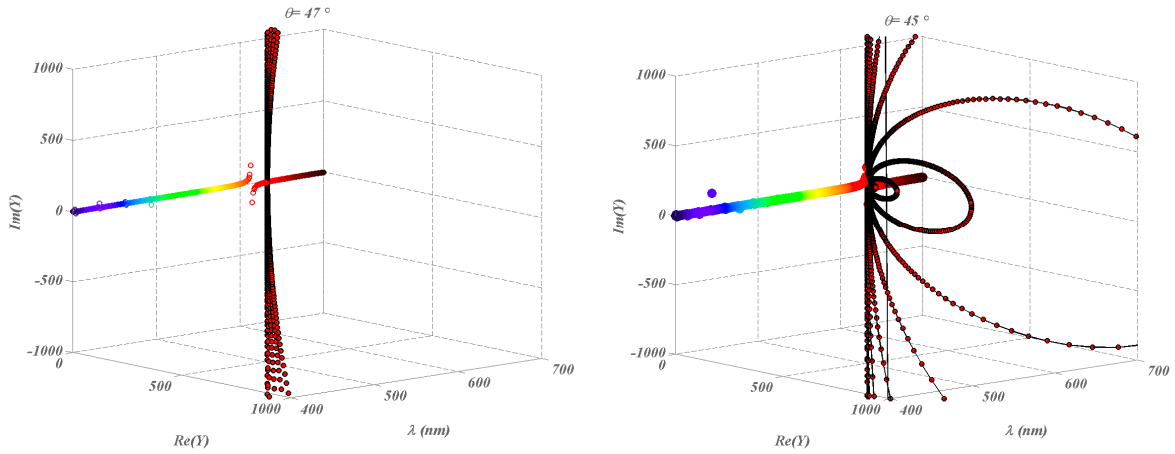

Figure 106 : Evolution spectrale de l'admittance dans le plan complexe pour la structure définie Figure 105 hors résonance (à gauche) et à la résonance (à droite).

L'évolution spectrale du coefficient de réflexion correspondant est tracée Figure 107 pour un angle d'incidence de 45° en polarisation TE. On peut voir la présence d'une résonance avec une valeur nulle de la réflexion, qui correspond à une absorption totale à la fréquence du design. On notera ici que l'absorption est unitaire (100%) malgré les faibles indices imaginaires des diélectriques utilisés (quelques 10^{-4}).

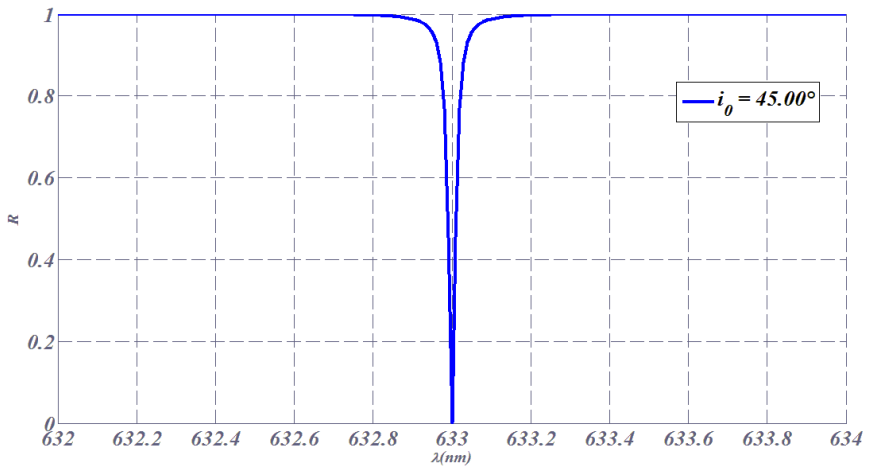

Figure 107: Evolution spectrale du coefficient de réflexion calculé pour l'empilement défini Figure 105

On peut également vérifier Figure 108 qu'on a une exaltation de champ de l'ordre de 3.10^4 à la résonance. Le champ est par ailleurs le plus intense au niveau de l'interface avec le milieu émergent ; ce champ évanescent est de 10^4 dans l'air.

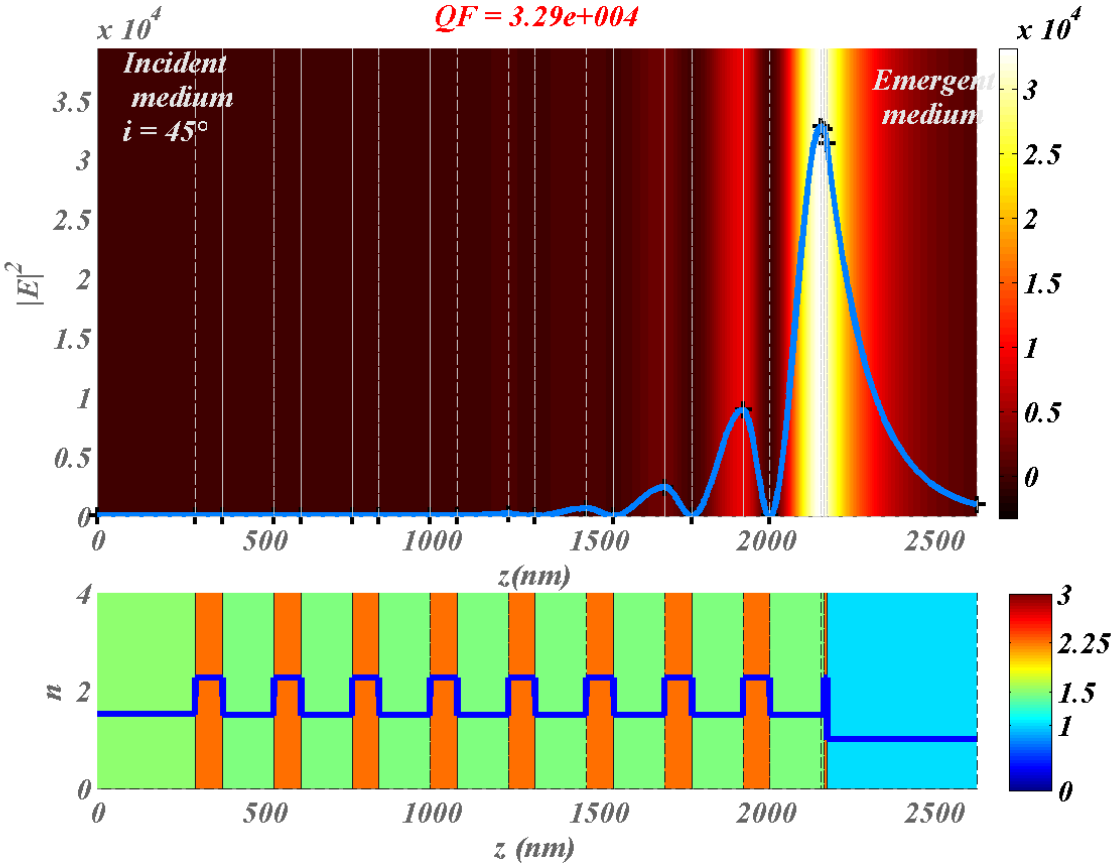

Figure 108: Répartition du module carré du champ dans la structure définie Figure 105 éclairée à la fréquence de résonance (λ=633 nm, θ=45°)

Cette valeur est à comparer avec l'exaltation obtenue hors résonances si on change légèrement de longueur d'onde ou d'angle d'éclairage. On utilise par exemple, Figure 109, un angle d'incidence de 45,2°. Dans ce cas, le facteur de qualité passe de 3. 10^4 à 4 et le champ le plus fort est localisé à l'interface avec le prisme.

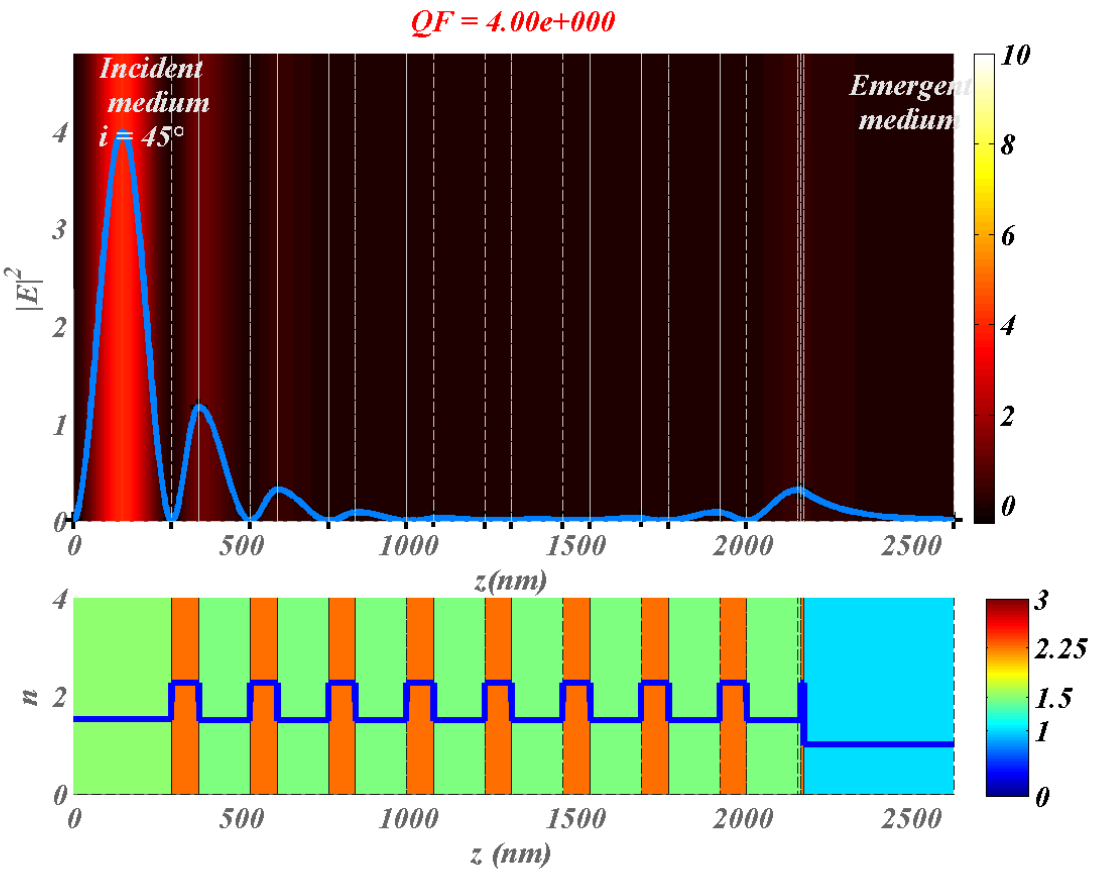

Figure 109: Répartition du module carré du champ dans la structure définie Figure 105 éclairée hors résonance (λ=633 nm, θ=45.2°)

Si on trace maintenant le coefficient de réflexion dans le plan des fréquences complexes, on peut voir, Figure 110 , le zéro de la fonction réflexion correspondant à la fréquence ciblée par la synthèse.

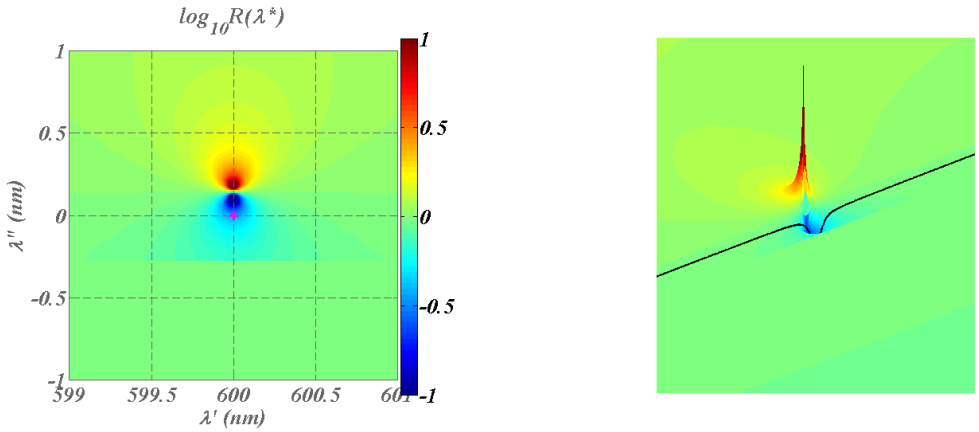

Figure 110: Coefficient de réflexion R tracé en fonction des parties réelles λ*' et imaginaires λ*'' de la longueur d'onde complexe λ*. Courbe de droite : Ligne noire : longueurs d'onde réelles accessibles.

B. Performances

Les performances de la méthode de synthèse que nous venons de définir ont été qualifiées sous de nombreux aspects que nous ne détaillerons pas ici. Nous allons néanmoins présenter les quelques propriétés marquantes à retenir sur les classes d'empilements définies.

1. *Finesse de la résonance*

En premier lieu, il est important de noter que les résonances obtenues sont des résonances en angle et en longueur d'onde mais le paramètre physique pertinent est la fréquence spatiale $\sigma_k = 2\pi n \sin i / \lambda$, dont la valeur peut être atteinte à travers un ajustement angulaire ou spectral.

C'est par ailleurs l'indice imaginaire de la couche d'interface avec le milieu qui définit le reste de la structure et en conséquence la finesse de la résonance. On peut visualiser ceci Figure 111 où la résonance en absorption totale a été tracée en fonction de l'angle d'incidence pour différentes valeurs de n''. On constate que, comme attendu, la résonance est d'autant plus fine que les matériaux sont transparents. La largeur δ d'une résonance associée à un zéro ou un pôle *z=z'+jz''* de la réflexion localisé en z est en effet inversement proportionnelle à la partie imaginaire de ce pôle ou du zéro.

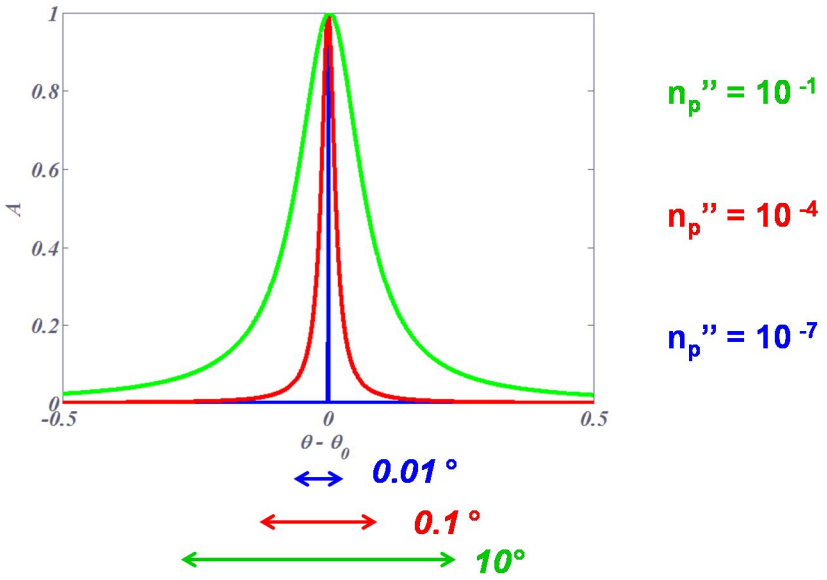

Figure 111: Finesse de la résonance en absorption totale pour différents niveaux d'indices imaginaires

2. *Exaltation du champ*

De la même manière, comme on peut le voir Figure 112, l'exaltation de champ correspondante est d'autant plus forte que les matériaux sont transparents. On retrouve bien un niveau d'exaltation de l'ordre de 1/n'' et une exaltation théoriquement non bornée pouvant atteindre plusieurs décades pour les structures multi-diélectriques.

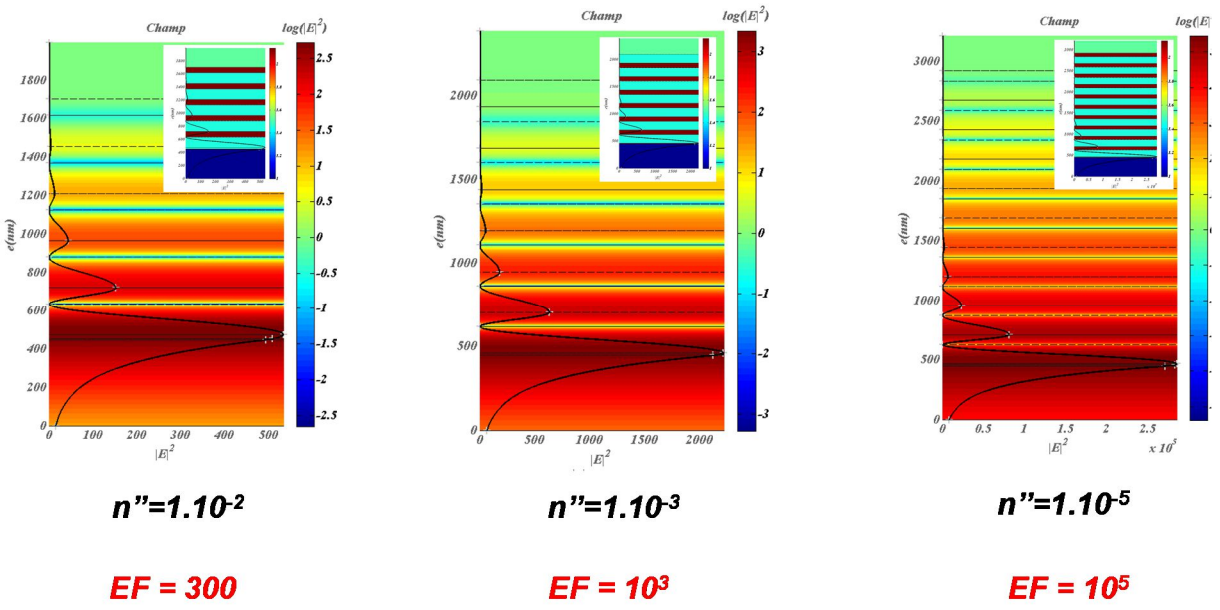

Figure 112 : Répartition du champ dans la structure à la résonance pour des empilements conçus pour différentes valeurs de n''

On peut même imaginer des performances extrêmes dans le cas, par exemple, d'un indice imaginaire n''=10^{-8} . Les performances alors obtenues sont données Figure 113 .

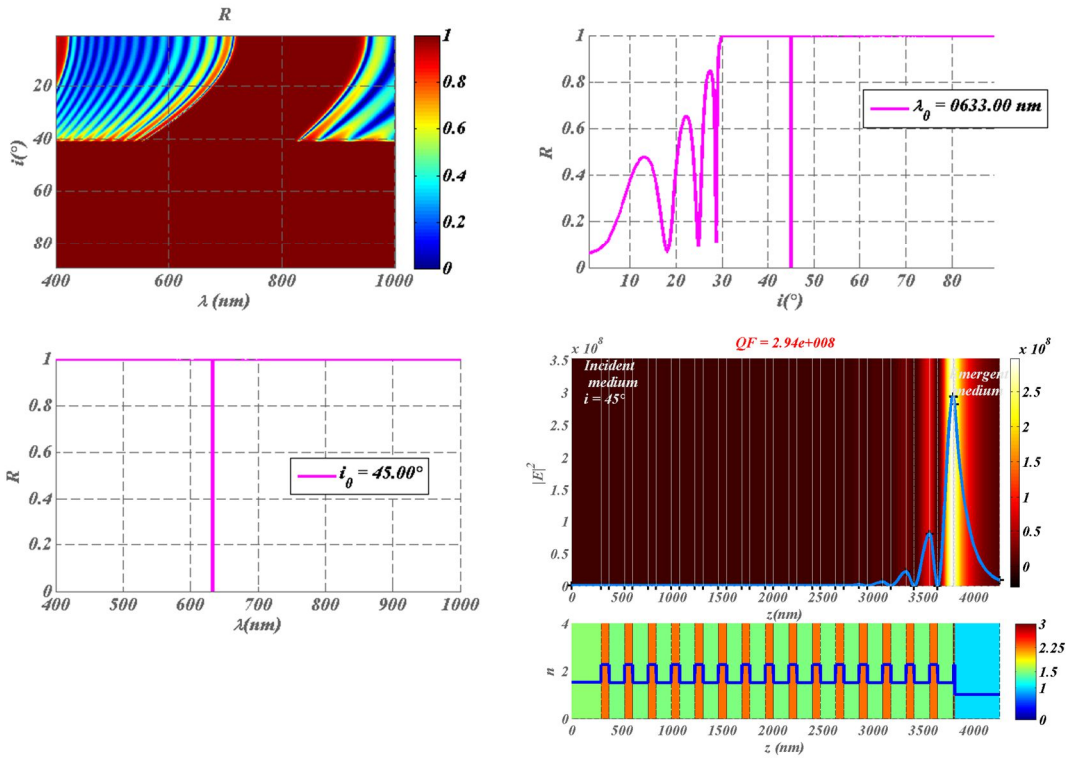

Figure 113 : Evolution spectrale et angulaire du coefficient d'absorption dans le cas d'une structure résonante optimisée de pour n''=10^{-8} . La structure est constituée de 32 couches de SiO2 et Ta_2O_5

3. *Accordabilité de la résonance*

L'une des forces de cette technique de synthèse est qu'elle permet de choisir précisément la fréquence de résonance et de définir une formule d'empilement correspondante. En conséquence,

les résonances sont accordables et la capacité d'accordabilité dépend de l'indice imaginaire n''. Pour illustrer cette propriété, nous avons tracé Figure 114 l'évolution spectrale et angulaire des coefficients de réflexion de différentes formules d'empilement synthétisées pour des valeurs de n'' variant de 0.1 (matériau absorbant) à 10^{-4} (diélectrique classique). Des coupes spectrales ont été réalisées pour les angles 44,9°, 45° (angle de résonance) et 45,1°. On peut vérifier ici que les résonances s'affinent lorsque n'' diminue. Elles passent de plus de 15 nm de large pour n''=0.1 à 0.05 nm pour n''=10^{-4}. Par ailleurs, dans tous les cas, on dispose d'une grande plage d'accordabilité, sur laquelle un mouvement angulaire peut être compensé par un décalage spectral.

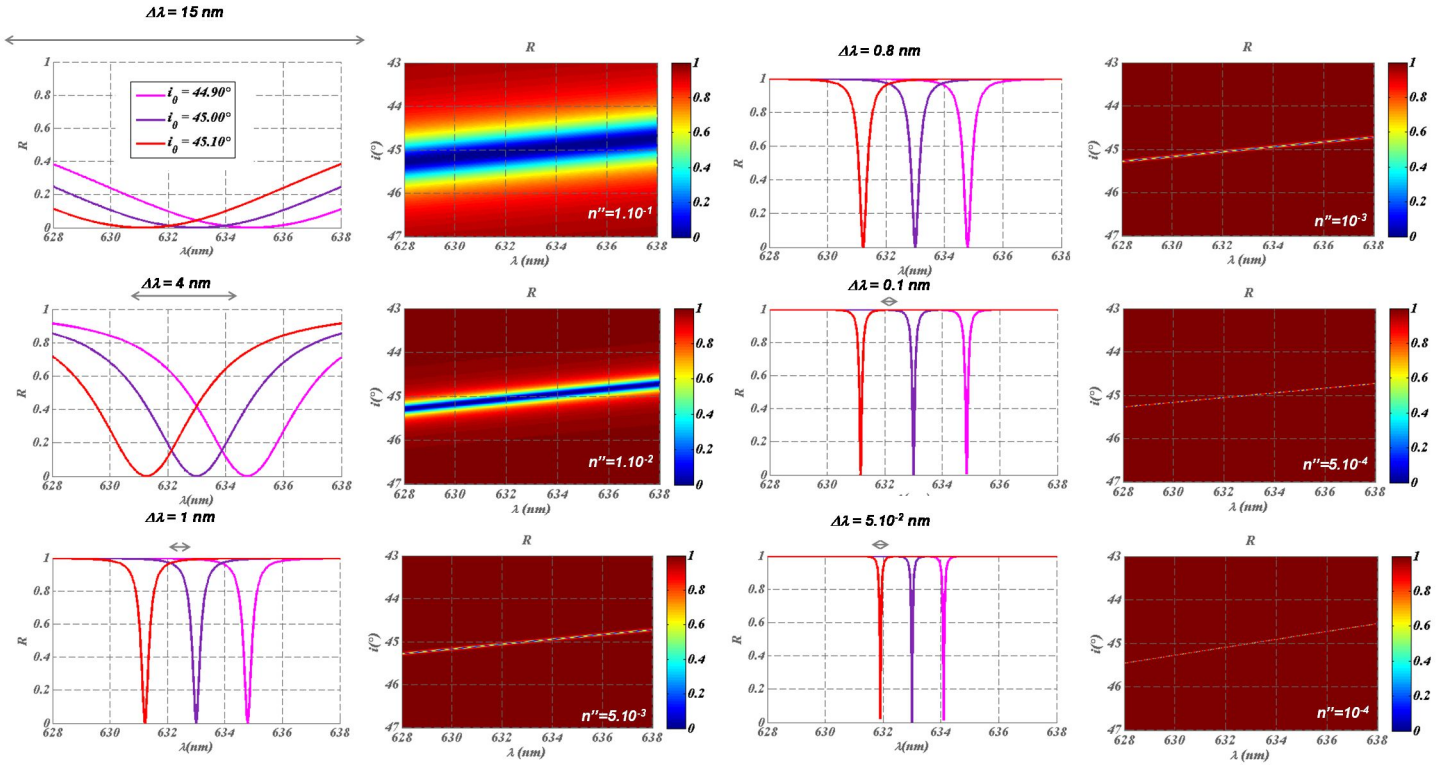

Figure 114 : Finesse et accordabilité des résonances pour différents indices imaginaires n''

4. *Comparaison aux plasmons*

La méthode de synthèse peut également s'appliquer à une optimisation des matériaux de type plasmoniques. Ceux-ci sont intrinsèquement plus absorbants que les diélectriques (typiquement n''=1 à 5) ; en conséquence une épaisseur fine de métal (quelques nm) suffit à éloigner l'admittance de l'axe imaginaire en se rapprochant de l'axe réel beaucoup plus rapidement qu'avec des diélectriques. Pour cette raison, la seule couche d'adaptation ou un unique doublet suffisent généralement à atteindre le design optimal. On obtient alors une résonance en absorption totale beaucoup plus large que pour de faibles valeurs de n'', que ce soit angulairement ou spectralement (typiquement 5 à 10 degrés ou quelques dizaines de nm en largeur à mi-hauteur). Les résonances sont en conséquence beaucoup plus stables, mais les exaltations de champ associées sont bien moindres (typiquement quelques dizaines).

Un exemple d'application à une structure plasmonique (n''=1) est présenté Figure 115. L'évolution spectrale et angulaire du coefficient d'absorption montre la largeur des résonances et l'exaltation de champ associée est de l'ordre de quelques dizaines.

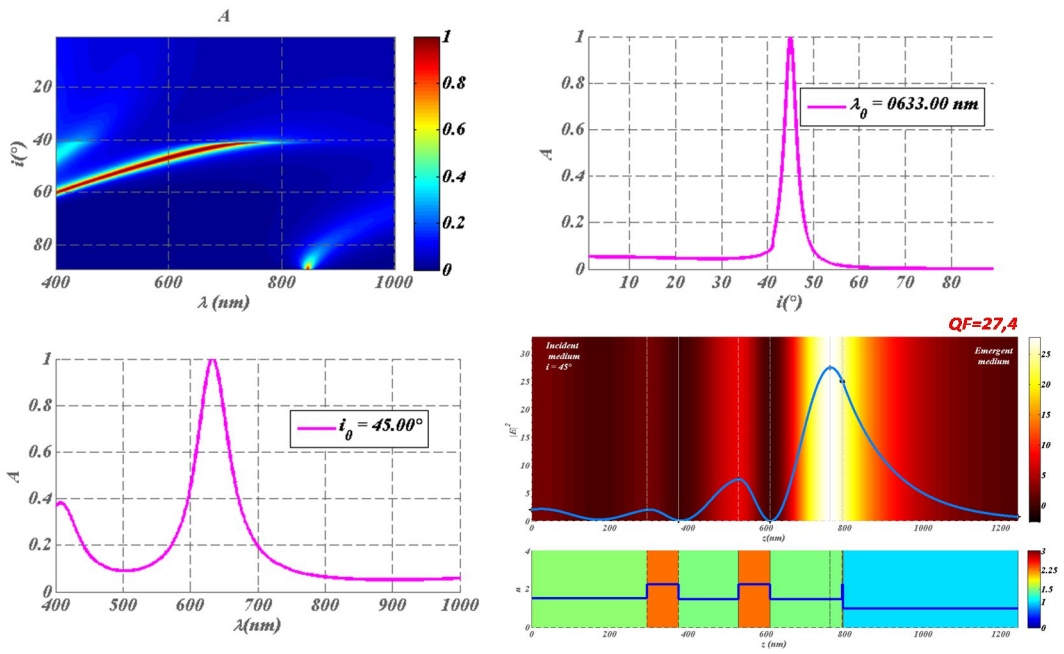

Figure 115 : Evolution spectrale et angulaire du coefficient d'absorption dans le cas d'une structure résonante optimisée de type plasmonique (n''=1), i.e. utilisant l'or comme couche d'interface. Exaltation de champ associée.

C. Prise en compte des conditions d'utilisation

La méthode de synthèse théorique est validée et on peut s'attendre à obtenir des exaltations de champ de 10^5 ou 10^6 à l'interface avec le milieu environnant dans le cas d'un éclairage par une onde plane. Or il est important à ce stade de rappeler qu'un faisceau réel n'est pas une onde plane parfaite, mais présente une certaine divergence angulaire $\Delta\theta$ et une ouverture spectrale $\Delta\lambda$. Typiquement, pour un laser HeNe classique, la divergence angulaire est de l'ordre de 1 mrad soit 5.10^{-3} degrés et l'ouverture spectrale correspondante est de l'ordre du picomètre. Si on met ces valeurs en regard de la largeur des résonances obtenues pour des matériaux diélectriques classiques (ie n'' ~ 10^{-4} ou 10^{-5}), on s'apperçoit qu'elles sont du même ordre de grandeur et qu'on ne peut donc pas négliger ces paramètres dans la prévision des performances du composant. Pour cette raison, il est nécessaire au moment de la synthèse de spécifier les conditions d'utilisation du composant résonant afin de définir des formules réalistes pour leur utilisation future. En d'autres termes, ce sont les bandes passantes angulaire et spectrale (et la précision de la formule du composant) qui vont imposer la valeur de l'exaltation.

Dans ce but les codes de calcul ont été incrémentés pour prédire les résonances effectivement mesurables en considérant que le composant est éclairé par un paquet d'ondes planes d'ouvertures angulaire et spectrale définies par les conditions d'utilisation[138]. Comme on peut le voir Figure 116, dans le cas d'un design conçu pour n''=10^{-3}, un éclairage présentant une ouverture angulaire de 0,1 mrad ou une ouverture spectrale de 0,1 nm suffit à réduire l'absorption maximale de 100% à 80%. La question est maintenant de savoir l'effet que cela a sur l'exaltation de champ associée.

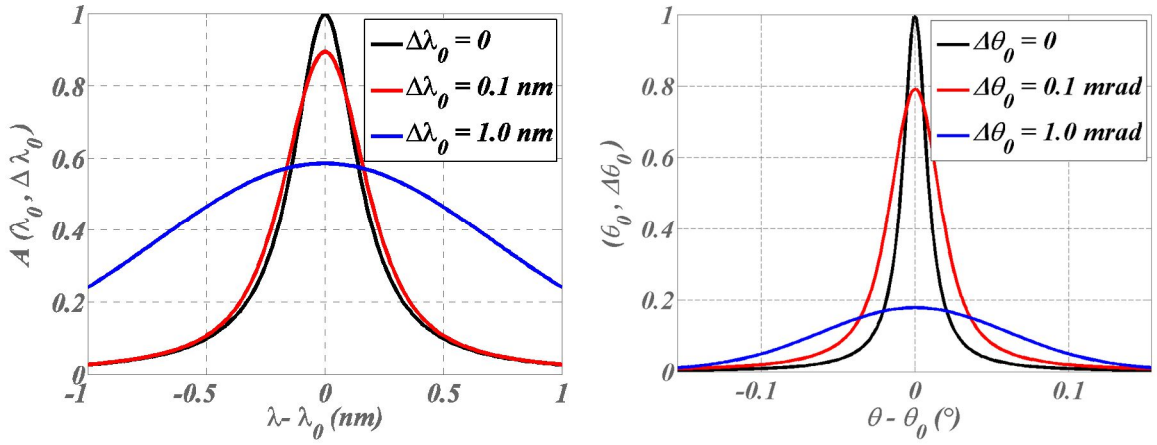

Figure 116: Résonance spectrale (gauche) et angulaire (droite) du coefficient d'absorption d'un composant synthétisé pour un indice imaginaire n''=10^{-3}, dans le cas d'un éclairage par une onde plane (noir), par un faisceau présentant une ouverture angulaire de 0.1 mrad ou spectrale de 0.1 nm (rouge) et 1 mrad ou 1 nm (bleu)

Pour répondre à cela, on trace Figure 117 l'évolution spectrale du champ dans la structure autour de la longueur d'onde de résonance. L'échelle de couleur logarithmique met en évidence le fait que sur une plage de 1 nm autour de λ_0, le champ reste proche de 10^3 dans la partie évanescente dans l'air, en partie droite du graphe, alors que cette zone de tolérance est moindre à l'intérieur de l'empilement. Plus précisément, comme le montre la formule (34), l'exaltation de champ effective sera de l'ordre de 80% de l'exaltation qui serait obtenue dans le cas d'une onde plane.

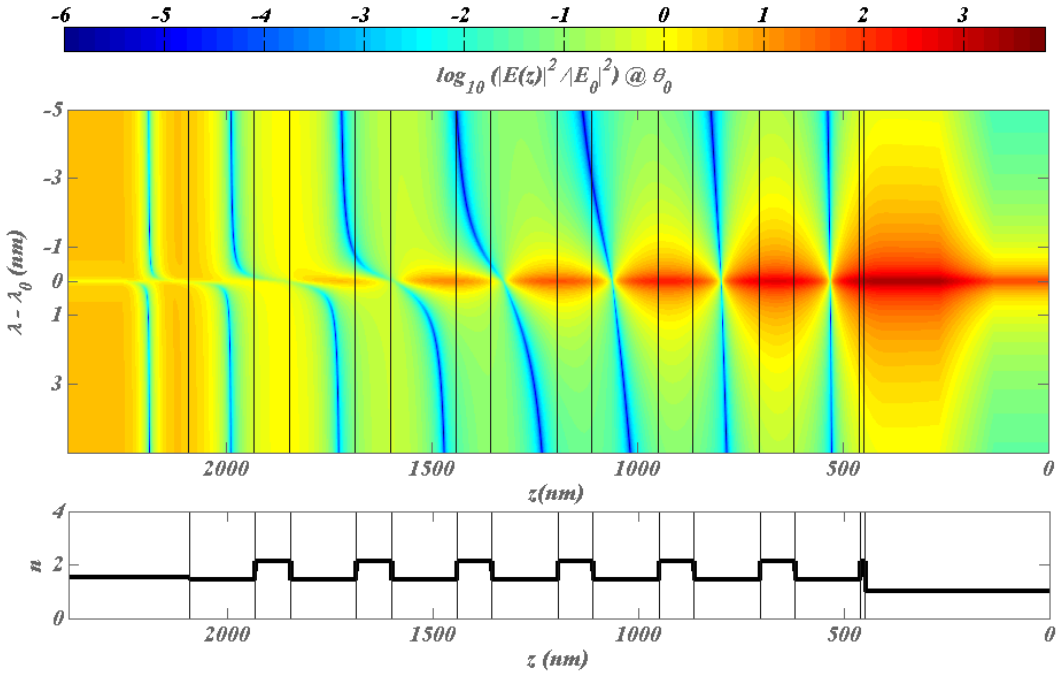

Figure 117 : Représentation en échelle logarithmique de l'évolution spectrale du champ électromagnétique dans une structure conçue pour présenter une exaltation de champ à λ_0. La structure définie par le graphe du bas est éclairée par la gauche ; le milieu émergent, support du champ évanescent, est l'air, à droite

Cet exemple illustre la nécessité de prendre en compte les conditions d'utilisation du futur composant, en particulier en termes de bandes passantes, dès la synthèse. Dans ce contexte, des études paramétriques ont été menées pour avoir une vision globale de la problématique. Il en résulte des abaques du type de celles présentées en Figure 118 qui permettent de connaître les performances attendues pour un matériau donné et une configuration d'utilisation définie, ou à

l'inverse de cibler la précision avec laquelle on va devoir maîtriser le faisceau incident pour atteindre la performance visée.

Par exemple, pour obtenir une exaltation de l'ordre de 1000 et une absorption supérieure à 0,8 à la résonance, on peut, grâce aux abaques:

- ✓ choisir d'utiliser un matériau présentant un indice imaginaire n''=10^{-3} (courbes orange)
- ✓ identifier l'ouverture spectrale maximale autorisée pour le faisceau incident (soit 0,1 nm)

On peut donc en déduire que ce type d'exaltation est accessible avec un laser dont on contrôle l'ouverture angulaire afin qu'elle ne dépasse pas 0,1 mrad. De la même manière, l'obtention d'exaltations plus fortes nécessitera un contrôle encore plus pointu des ouvertures spectrale et angulaire du faisceau d'éclairage.

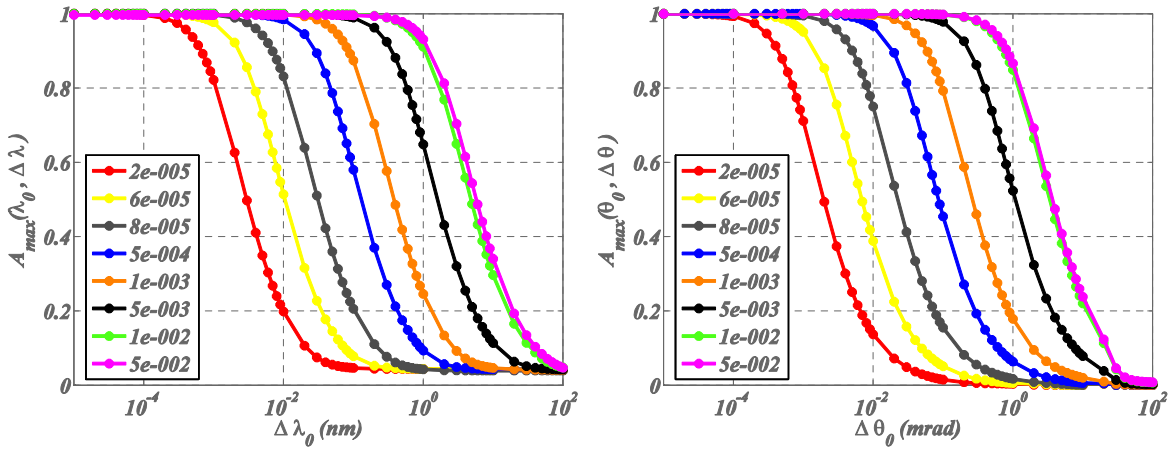

Figure 118: Abaques présentant le coefficient d'absorption à la résonance pour des classes de formules synthétisées avec n'' variant de 2.10^{-5} à 10^{-2}. Les performances sont chiffrées en fonction de l'ouverture spectrale (gauche) ou de la divergence angulaire du faisceau incident (droite).

D. Prototypes et métrologie associée

Ces études ont été suivies de la réalisation de prototypes fabriqués par l'équipe RCMO ou la société CILAS. Un exemple de composant est présenté Figure 119. Il s'agit d'un empilement de 14 couches en alternance Ta_2O_5 et SiO_2 déposé sur un prisme à angle droit de silice de 2 cm d'hypoténuse. Il est conçu pour présenter une résonance sous un angle d'incidence de 45° à la longueur d'onde de 633 nm. L'indice imaginaire du Ta_2O_5 a été évalué à 5 10^{-3} à 633 nm avec les paramètres choisis pour le dépôt, la technologie utilisée étant une technologie DIBS (Dual Ion Beam Sputtering).

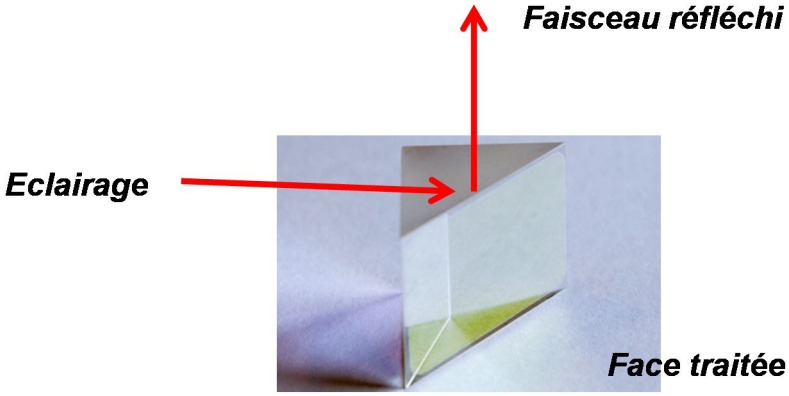

Figure 119: Composant résonant conçu pour présenter une résonance à 633 nm en polarisation TE, pour un angle d'incidence de 45°

L'exaltation attendue est de l'ordre de 1000. Comme on peut le voir en Figure 120, en configuration d'utilisation, le composant présente effectivement une résonance qui est visible en champ lointain car on a une exaltation de la lumière diffusée par la face arrière (face traitée avec le composant) qui se mêle au faisceau réfléchi sous la forme d'un cône brillant de lumière.

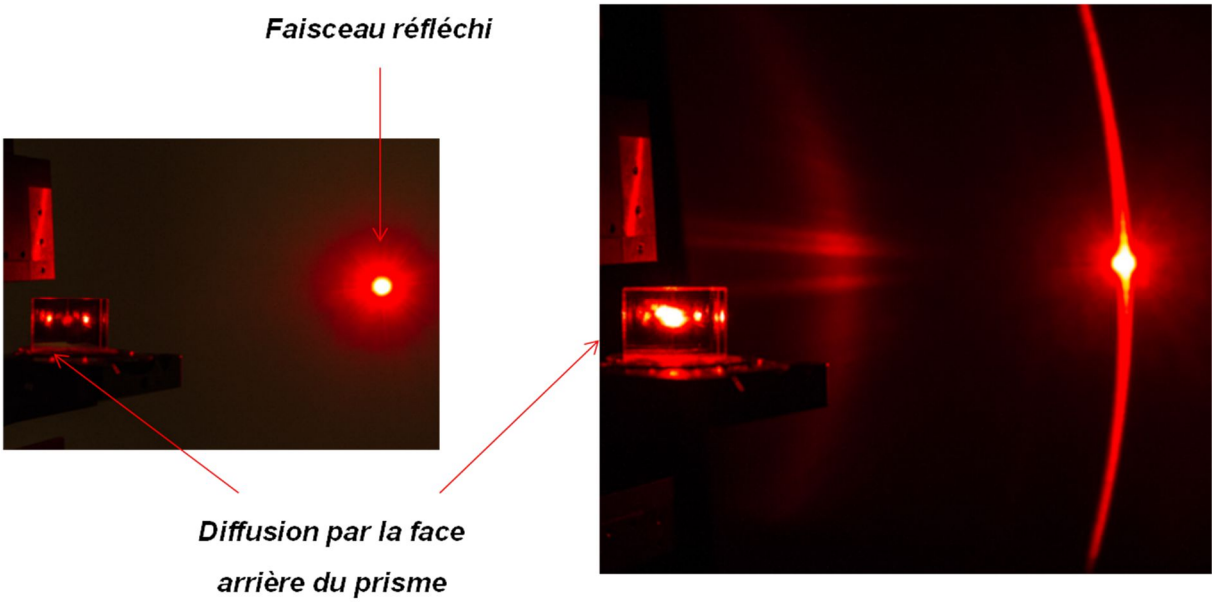

Figure 120 : Prisme présenté Figure 119 éclairé à la longueur d'onde de résonance, pour un angle d'incidence de 44,5° (à gauche) et 45° (à droite)

L'élargissement du spot sur la face arrière est dû à un phénomène de diffraction ; chaque composante fréquentielle du paquet d'onde incident est en effet pondérée par la distribution angulaire du facteur de réflexion, laquelle supporte des pôles. Il en résulte une altération de la forme du faisceau à chaque résonance. Par ailleurs le cône brillant en champ lointain résulte d'une intense diffusion par les rugosités aux interfaces de l'empilement ; on sait en effet que la diffusion est excitée par le champ stationnaire, lequel est exalté à la résonance. L'exaltation de la diffusion est ainsi clairement visible à l'œil, elle est significative sur la photo, Figure 120 droite. Cette exaltation a été également mesurée en figure 28 dans tout le domaine angulaire[139].

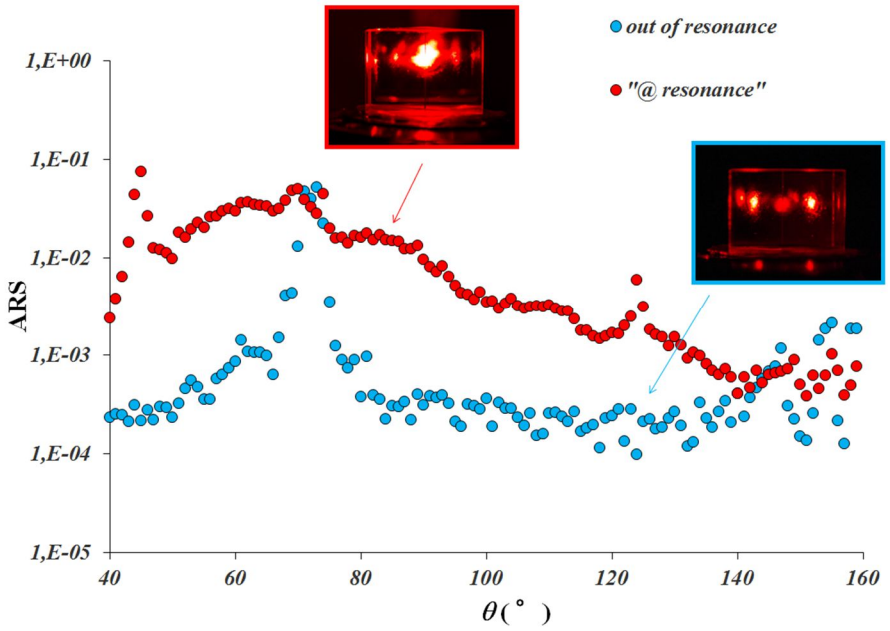

Figure 121 : indicatrice de diffusion mesurées pour le prisme présenté Figure 119 éclairé à la longueur d'onde de résonance, pour les deux configurations (résonantes et non résonantes) présentées Figure 120.

Des mesures SNOM de champ proche, réalisées au CiNAM[138] par Aude Lereu, ont ensuite permis de quantifier l'exaltation du champ évanescent. La mesure réalisée sur l'échantillon précédent est donnée Figure 122. Il convient de noter que les valeurs d'exaltations attendues étaient trop fortes pour être mesurées par cette méthode. Par ailleurs, l'absence de référence absolue sur la distance z_0 entre la surface du composant et le point de départ de la fibre pour le scan ne donnait pas accès au champ au niveau de l'interface. Toutefois les mesures ont néanmoins permis de minorer le facteur d'exaltation, et l'on trouve pour cet échantillon une valeur supérieure à 400. Si on prend en compte la divergence angulaire du faisceau sonde qui est un laser HeNe en sortie de cavité, ($\Delta\theta$ = 1 mrad), l'exaltation prédite par le calcul passe de 1000 (cas d'une onde plane) à 600 ($\Delta\theta$ = 1 mrad). Nous avons donc bien le bon ordre de grandeur. Ces essais réalisés à la fin de la thèse de Césaire Ndiaye, en 2012, en collaboration avec Aude Lereu alors CR à l'UMR CiNAM ont permis de nous conforter sur la pertinence de la méthode de synthèse que nous avions développée, mais ils ont également mis en évidence la nécessité de développer une métrologie dédiée pour nous permettre d'aller vers la fabrication de structures à fortes exaltations.

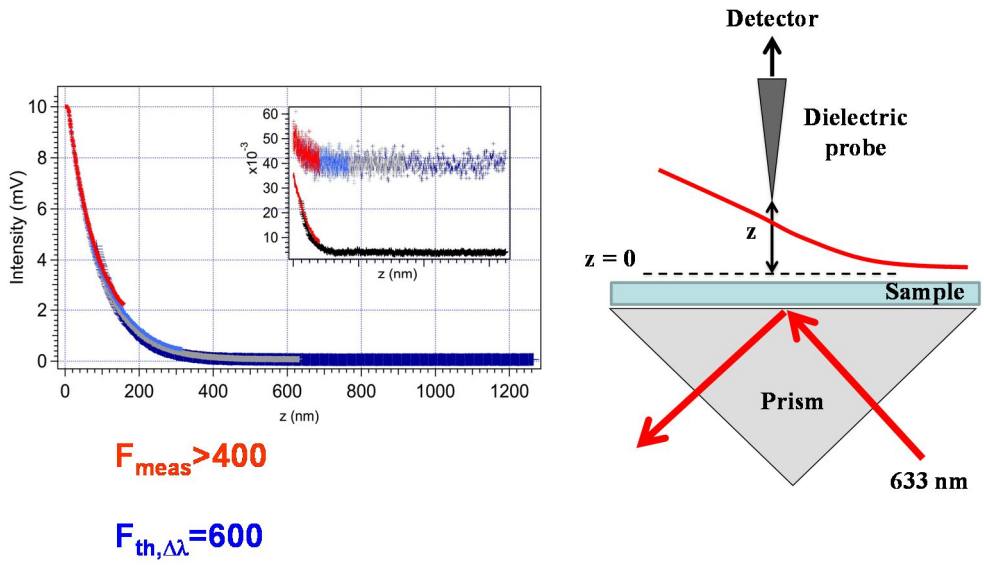

Figure 122 : Mesure de microscopie SNOM réalisée sur le composant présenté Figure 120– configuration de mesure utilisée

Dans ce contexte, nous avons développé (figure 30) un instrument permettant de mesurer finement la variation spectrale du profil du faisceau réfléchi. On utilise désormais une cavité laser accordable qui permet d'accorder la longueur d'onde d'éclairage sur la plage 838- 853 nm avec une précision de l'ordre du picomètre sur la longueur d'onde de centrage et une pureté spectrale de l'ordre du femtomètre. Le faisceau en sortie du laser est couplé dans une fibre monomode puis collimaté avec une ouverture angulaire de 0,3 mrad. Le profil du faisceau réfléchi par le composant est ensuite enregistré. Le schéma de principe de l'instrument ainsi qu'un exemple d'acquisition du profil du faisceau réfléchi est présenté Figure 123 pour un échantillon optimisé pour la longueur d'onde de 845 nm. On visualise, comme attendu, une ligne noire à l'intérieur du faisceau réfléchi qui change de position avec la longueur d'onde.

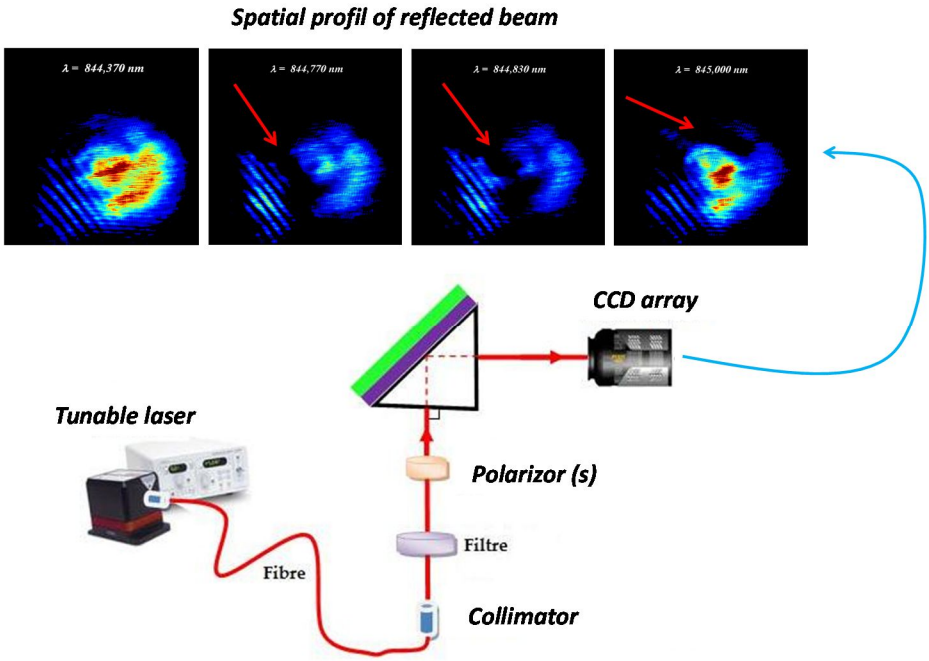

Figure 123: Instrument de mesure spatialement et spectralement résolu de l'intensité réfléchie. Exemple de mesure sur un composant résonant

En considérant le signal mesuré sur un unique pixel, on peut par ailleurs visualiser la variation locale du coefficient de réflexion, qui présente un bon accord avec le calcul théorique.

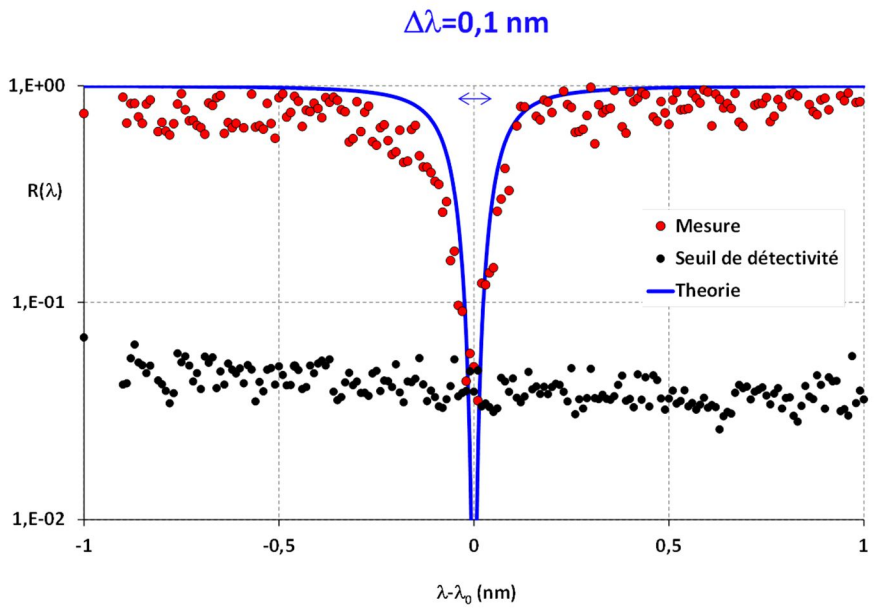

Figure 124 : Coefficient de réflexion mesuré sur un pixel pour un composant conçu pour présenter une absorption totale à la longueur d'onde de 845 nm et un angle d'incidence de 45°. Comparaison au coefficient de réflexion théorique.

E. Cas limite d'une absorption nulle

La méthode précédente associe une absorption totale à l'exaltation du champ. En conséquence si on utilise les formules précédentes en faisant tendre l'indice imaginaire vers zéro, une question est de savoir si l'on va conserver l'exaltation du champ, sachant que l'absorption devra être nulle. Cette remarque anodine laisse pressentir que le processus de synthèse n'est pas continu au voisinage d'une absorption nulle. Par ailleurs en l'absence d'absorption, la valeur initiale de l'admittance (et donc toutes les admittances) reste imaginaire pure, et l'on voit mal comment on peut atteindre l'indice effectif du superstrat (qui est réel) pour produire une exaltation. C'est en cherchant à expliquer ce constat que nous avons été conduits à développer une nouvelle méthode de synthèse[133] qui porte uniquement sur le champ et qui fait l'objet de la partie suivante.

VI. Synthèse par admittance nulle

Considérons un empilement nominal de type quart d'onde constitué de N doublets HB déposés sur un substrat S de verre. Celui-ci peut présenter les 2 configurations Q_1 ou Q_2 décrites équation (37) selon le sens des doublets *HB* ou *BH*. Par ailleurs, on peut écrire de manière analytique l'exaltation de champ générée par ces structures au niveau du substrat, comme illustré Figure 125 par une structure de type Q_1, et le champ incident. Ce ratio est exprimé équation (37) en fonction des admittances Y_0 et Y_S, de l'indice effectif du milieu incident $\tilde{n}_0$ et de β le ratio des indices effectifs des matériaux de la structure.

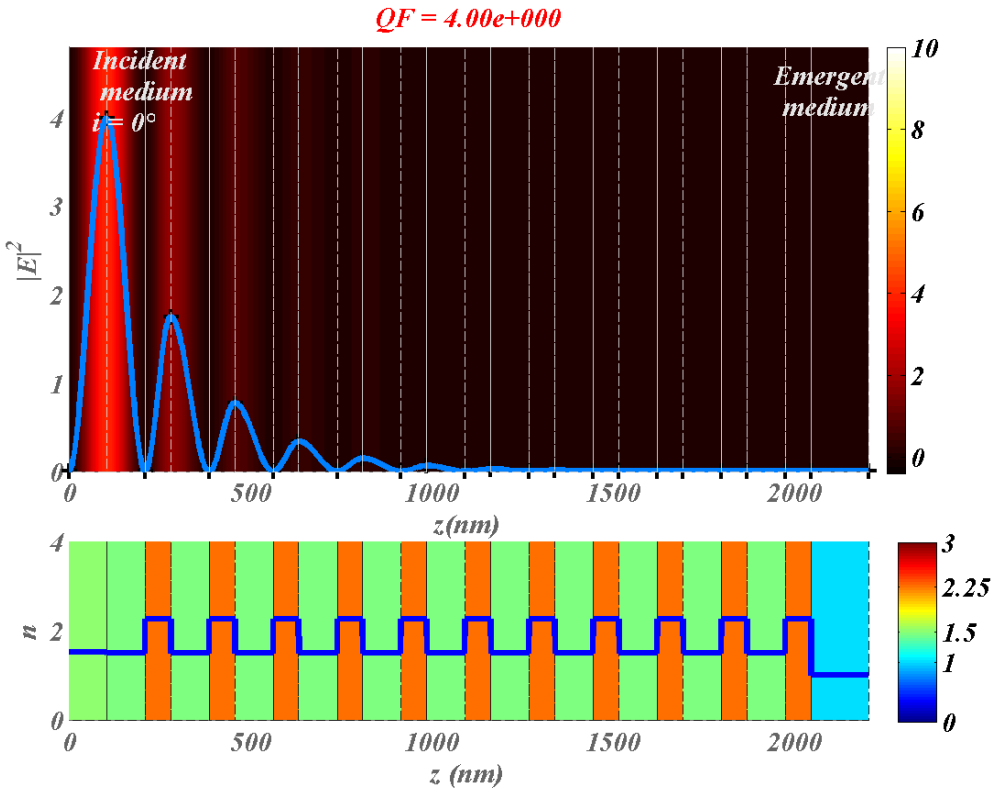

Figure 125 : Répartition de champ dans une structure de type Q1

$$QF = \left|\frac{E_S}{E_0^+}\right|^2 = \beta^{2N}\left|\frac{2\tilde{n}_0}{Y_S + \tilde{n}_0\beta^{2N}}\right|^2 \qquad pour \qquad Q_1 = (BH)^N S$$

$$QF = \left|\frac{E_S}{E_0^+}\right|^2 = \beta^{2N}\left|\frac{2\tilde{n}_0}{\tilde{n}_0 + Y_S\beta^{2N}}\right|^2 \qquad pour \qquad Q_2 = (HB)^N S \qquad \textbf{(37)}$$

Avec :

$$\beta = \frac{\tilde{n}_H}{\tilde{n}_B} \qquad \textbf{(38)}$$

Les formules données équation (37) permettent tout d'abord de montrer que quelle que soit la valeur de β, supérieure ou inférieure à 1, l'exaltation de champ sur la face du substrat dans un empilement quart d'onde, tend vers 0 quand le nombre de couches N augmente. Comme attendu, il n'est donc pas possible d'exalter fortement, au voisinage du substrat, un champ électromagnétique avec une structure quart d'onde.

Toutefois on remarque sur ces formules que si l'on disposait d'un substrat d'admittance nulle, Y_S=0, on obtiendrait:

$$QF = \left|\frac{E_S}{E_0^+}\right|^2 = 4\frac{1}{\beta^{2N}} \qquad pour \qquad Q_1 = (BH)^N S$$
$$QF = \left|\frac{E_S}{E_0^+}\right|^2 = 4\beta^{2N} \qquad pour \qquad Q_2 = (HB)^N S \tag{39}$$

Dans ce cas, avec β supérieur à 1, on pourrait viser une exaltation qui tend vers l'infini quand N augmente dans la configuration Q_2. Il en est de même pour la configuration Q_1 si β est inférieur à 1.

A ce stade il faut donc rechercher une solution pour bénéficier d'une admittance initiale nulle sur le substrat. En fait l'admittance du substrat est toujours égale à son indice effectif, de sorte qu'il n'y a donc pas a priori de degré de liberté à ce niveau. On peut par contre insérer une couche d'adaptation entre le substrat et l'empilement, dont la fonction sera de créer un sous empilement d'admittance nulle, support de la structure quart d'onde. Cette couche d'adaptation est notée *ZAL* (Zéro Admittance Layer) et localisée sur le schéma de principe donné Figure 126. Cette méthode de synthèse offre l'énorme avantage de permettre la synthèse en prenant comme point de départ le substrat, mais aussi n'importe quel sous empilement d'admittance connue.

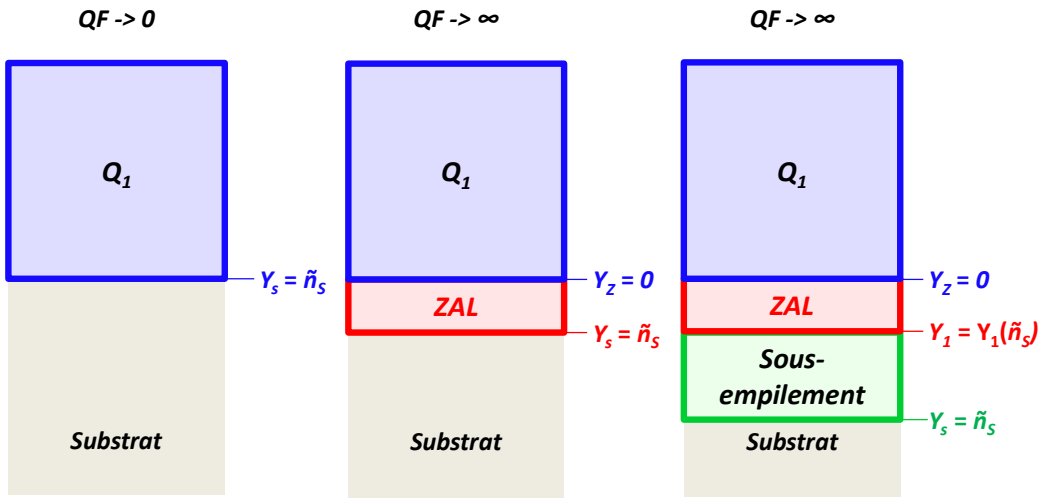

Figure 126 : Méthode de synthèse avec admittance nulle – schéma de principe

On peut déduire de la formule (27) que l'obtention d'une admittance Y_{i-1} nulle n'est possible que dans le cas où l'admittance Y_i précédente est imaginaire pure. En conséquence, l'exaltation n'est possible qu'en configuration de réflexion totale interne.

Un exemple d'application est donné ici avec, la répartition de champ dans un empilement de type Q_2 avec N=4 doublets (HB) Figure 127, et pour le même empilement auquel a été ajoutée une couche *ZAL* adaptée, de 10 nm d'épaisseur de TiO_2, en Figure 128. On peut voir que selon qu'il y ait ou non la couche ZAL, l'exaltation de champ passe de 4, à l'interface avec le prisme, à 725 à l'interface avec l'air. Comme illustré Figure 129, l'admittance reste par ailleurs imaginaire pure en tout point de l'empilement.

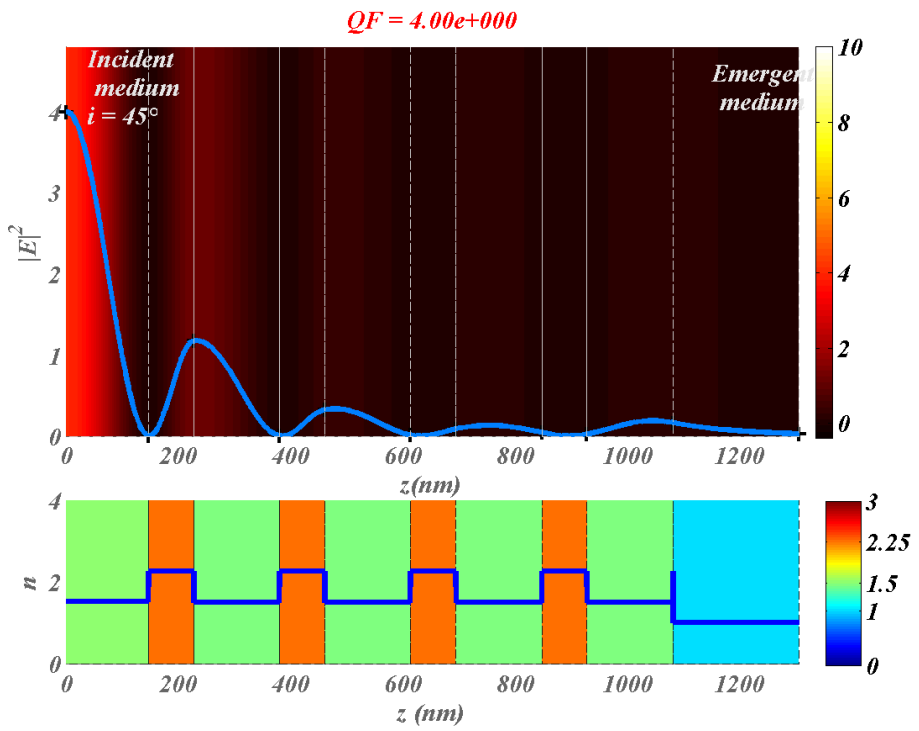

Figure 127 : Répartition de champ dans un empilement de type Q2 = $(BH)^4$ éclairé à 633 nm sous une incidence de 45 ° et à travers un substrat de verre

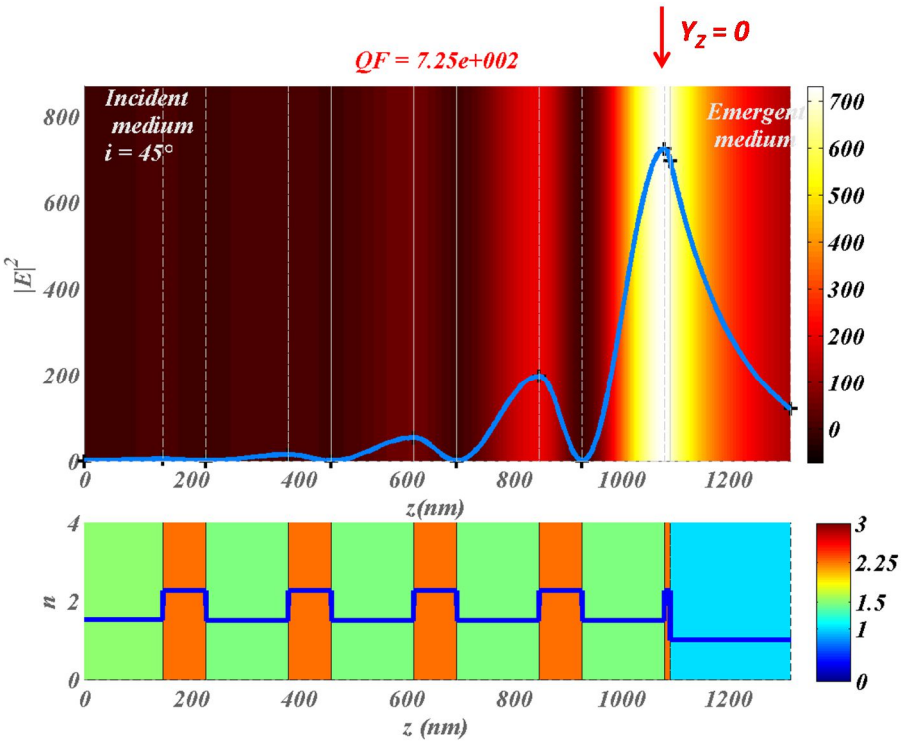

Figure 128 : Répartition de champ dans un empilement de type Q2 = $(BH)^4$ + ZAL éclairé à 633 nm sous une incidence de 45 ° et à travers un substrat de verre

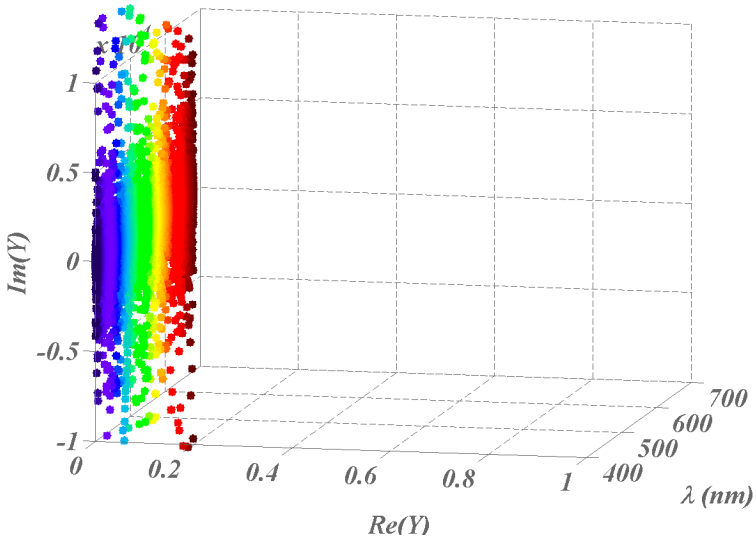

Figure 129 : Evolution spectrale de l'admittance dans le plan complexe pour la structure définie Figure 128 à la résonance.

On peut alors visualiser l'évolution du coefficient de réflexion R en fonction de la fréquence normalisée en Figure 130, et son extension dans le plan complexe Figure 131.

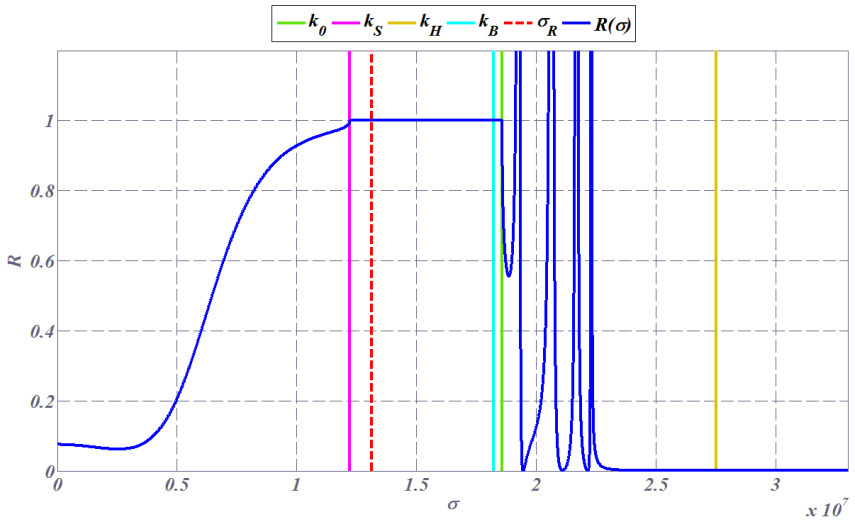

Figure 130 : Evolution du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence normalisée ν*, dans le cas de l'empilement présenté Figure 128.

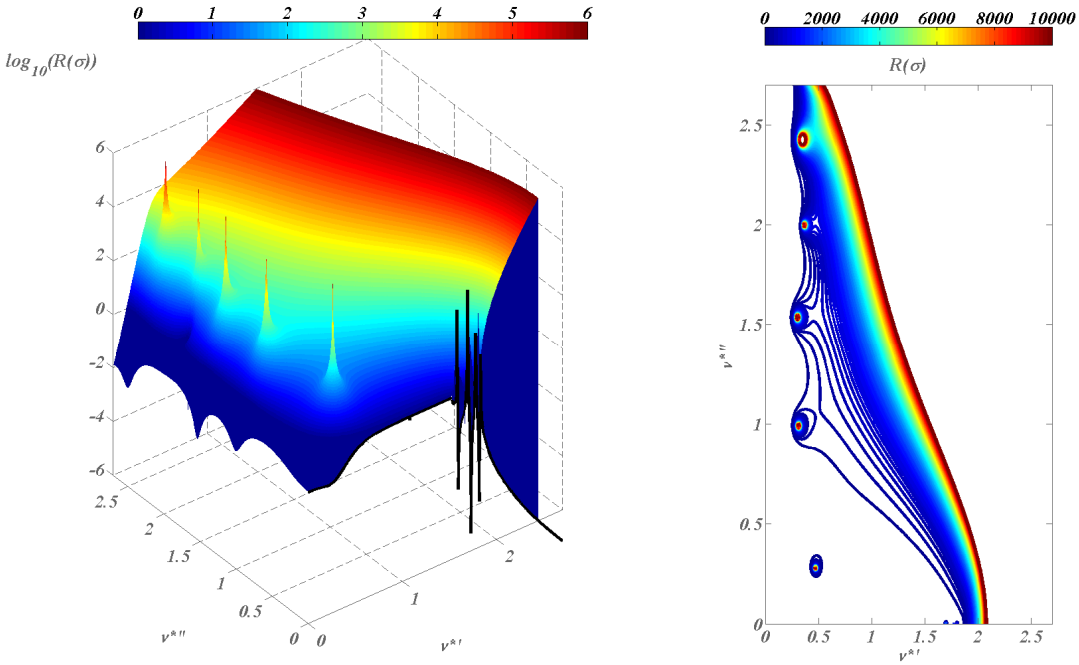

Figure 131: Coefficient de réflexion R tracé en fonction des parties réelles ν*' et imaginaires ν*'' de la fréquence normalisée complexe ν*dans le cas de l'empilement présenté Figure 128. Représentation 3D (gauche) et projection en fausses couleurs (droite)

On peut aussi étendre cette technique pour positionner l'exaltation dans le volume de l'empilement, grâce à la localisation de la couche ZAL dans le composant. Un exemple d'application à ce confinement volumique est donné Figure 132 avec des facteurs de qualité de l'ordre de 10^9.

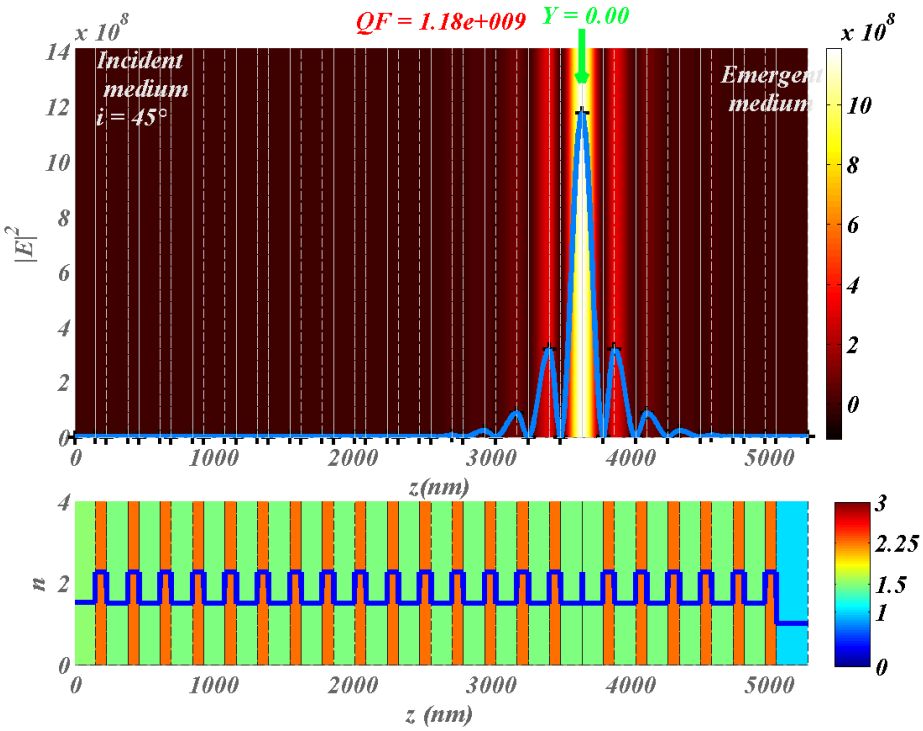

Figure 132 : Répartition de champ dans un empilement optimisé pour présenter une résonance localisée à l'altitude z_0 dans la structure pour un éclairage à 633 nm et un angle d'incidence de 45°.

Cette technique de synthèse permet enfin de générer des exaltations pour différentes longueurs d'ondes. Un exemple d'application est donné Figure 133 où l'on peut voir une même structure qui présente 2 résonances à 2 longueurs d'onde pour un même angle d'incidence. Les exaltations de champs obtenues sont de l'ordre de 6 décades. L'analogue angulaire est évidemment possible.

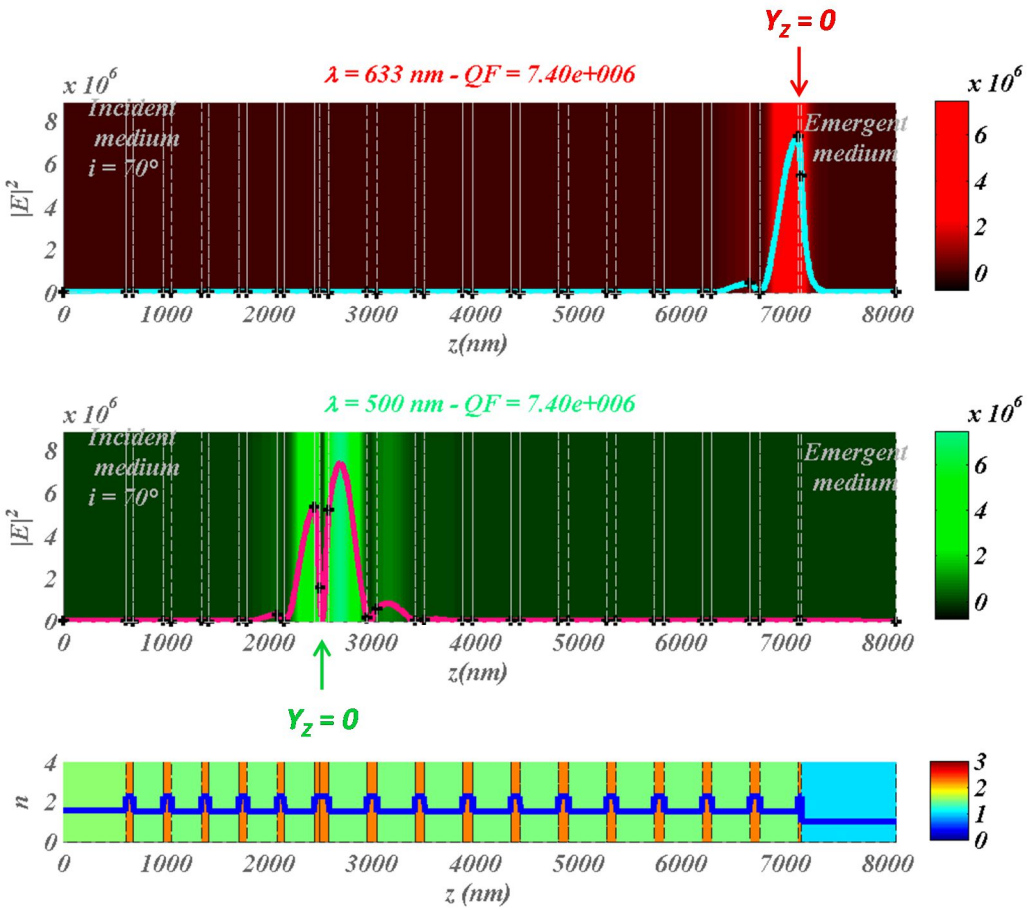

Figure 133 : Répartition de champ dans un empilement optimisé pour présenter deux résonances localisées aux altitudes z_0 et z_1 dans la structure pour un angle d'incidence de 70° et les longueurs d'onde respectives de 633 et 500 nm.

Cette nouvelle méthode de synthèse a fait l'objet d'un brevet[133], d'une conférence invitée[140] et d'une publication dans les mois qui ont suivi son implémentation. Comme dans le cas des résonances en absorption totale, la tolérance des résonances aux conditions d'illumination a été qualifiée. Les résultats ne seront pas présentés ici mais les ordres de grandeurs sont globalement les mêmes que pour la première technique et les premiers prototypes sont en cours de réalisation.

VII. Perspectives

Le cœur du travail réalisé jusqu'ici sur cette thématique a été concentré sur le développement analytique et l'implémentation numérique de méthodes de synthèse originales de composants résonants. De premiers prototypes ont été réalisés et s'ils ont permis de démontrer la pertinence des méthodes, ils ont également mis en évidence la nécessité de prendre en compte, dès la synthèse des composants, leurs conditions d'utilisation et donc l'application visée. Ces aspects sont maintenant maitrisés et pour évoluer, cette thématique a donc eu besoin d'identifier quelques applications-phares sur lesquelles des exaltations de champs optimisées pourront être obtenues et utilisées.

Dans ce contexte, nous avons initié plusieurs collaborations avec l'IES (Montpellier) pour travailler à l'optimisation de structures de type VecSEL, et avec l'IBCP (Montpellier) pour augmenter la sensibilité de substrats de microscopie de fluorescence en réflexion totale interne (TIRF). Des montages de projets portés par A. Lereu sont en cours en ce sens pour financer ces actions. Parallèlement à cela, un projet visant au développement de ces structures pour des applications de type capteurs à gaz est en train d'être finalisé dans le cadre de l'Open Lab réunissant PSA et l'Institut Fresnel. Ce projet comporte en particulier le financement CIFRE de la thèse de Dikai Niu (octobre 2017-2020) que je co-encadre avec A. Lereu.

Enfin, une collaboration avec la City University of Hong Kong a été initiée pour utiliser ces composants résonants comme support à la croissance de nanofils d'or et amplifier ainsi l'interaction entre les fils et la matière. Un projet a été soumis en 2015 à l'appel à projet international de l'ANR porté par Juan Antonio Zapien et moi–même. Il n'a pas été labéllisé mais nous avons obtenu un financement de Campus France pour organiser des échanges réguliers entre nos deux laboratoires en 2017 et 2018 en vue de préparer et soumettre un nouveau projet de recherche collaborative en 2018.

VIII. Bilan quantitatif

Dans le cadre de cette thématique, j'ai co-encadré, avec C. Amra, la thèse de Césaire Ndiaye, (ANR SEEC, 2009- 2012). Par ailleurs, d'un point de vue quantitatif, les travaux réalisés dans le cadre de cette activité ont donné lieu à 7 publications dans des revues de rang A, 5 brevets, 8 conférences invitées, 12 autres conférences internationales, 3 conférences nationales.

La majorité des travaux présentés dans cette partie a été financée grâce au projet ANR SEEC (2007-2012, 200 k€, resp C. Amra). Ces travaux ont également bénéficié du soutien de la région PACA au travers du projet EXOG (2014- 24 k€, porteur A. Lereu) et de fonds propres acquis grâce aux activités présentées dans les parties précédentes.

Thèse soutenue :

Césaire Ndiaye- « Exaltation optique géante dans les filtres interférentiels : Modélisation, Optimisation et Réalisation » – soutenue le 7 novembre 2012

RICL (7) :

1. C. Amra, M. Zerrad, F. Lemarchand, A. Lereu, A. Passian, A. Zapien and Michel Lequime, « Zero-admittance layers to tailor giant optical field within all-dielectric multilayers", accepté pour publication par Physical Review A

2. A. L. Lereu, M. Zerrad, A. Passian, and C. Amra, "Surface plasmons and Bloch surface waves: Towards optimized ultra-sensitive optical sensors," Appl. Phys. Lett. 111, 011107 (2017).

3. M. Zerrad, A. L. Lereu, C. Ndiaye, F. Lemarchand, and C. Amra, "Bandwidths limitations of giant optical field enhancements in dielectric multi-layers," Opt. Express 25, 14883 (2017).

4. S. Campidelli, R. Abou Khachfe, K. Jaouen, J. Monteiller, C. Amra, M. Zerrad, R. Cornut, V. Derycke, and D. Ausserré, "Backside absorbing layer microscopy: Watching graphene chemistry," Sci. Adv. 3, e1601724 (2017).

5. A. L. Lereu, M. Zerrad, C. Ndiaye and C. Amra, "Scattering losses in multidielectric structures designed for giant optical field enhancement," Applied Optics 53, A412-A416 (2014).

6. C. Ndiaye, M. Zerrad, A. L. Lereu, R. Roche, P. Dumas, F. Lemarchand, and C. Amra, "Giant optical field enhancement in multi-dielectric stacks by photon scanning tunneling microscopy," Applied Physics Letters 103 (2013).

7. C. Ndiaye, F. Lemarchand, M. Zerrad, D. Ausserre, and C. Amra, "Optimal design for 100% absorption and maximum field enhancement in thin-film multilayers at resonances under total reflection," Applied Optics 50, C382-C387 (2011).

Brevets :

1. " Réflecteur optique résonant à multiples couches minces de matériaux diélectriques, capteur optique et dispositif d'amplification laser comportant un tel réflecteur ", C. Amra, M. Zerrad, F. Lemarchand.,France, N° de brevet: FR1656159. 2016

2. « Capteur optique comportant un réflecteur optique résonant à multiples couches minces de matériaux diélectriques », C. Amra, A. L. Lereu, M. Zerrad, France, N° de brevet: FR1655743. 2016

3. « Procédés optiques pour l'observation d'échantillons et pour la détection ou le dosage d'espèces chimiques ou biologiques » Brevet FR n° 12 57279, D. Ausserre, L. Roussille, C. Amra, F. Lemarchand, M. Zerrad, 2013, licencié par la start up WatchLive et en cours d'extension aux USA.

4. C. Ndiaye, F. Lemarchand, M. Zerrad, C. Amra et D. Ausserré "Optimisation de résonances plasmoniques ou multi-diélectriques à la réflexion totale" (DI 3658-02) 2010.

5. C. Ndiaye, F. Lemarchand, M. Zerrad, C. Amra et D. Ausserré "Supports amplificateurs de contraste" (DI 03658-01) 2009

Conférences invitées :

1. M. Zerrad, F. Lemarchand, A. Lereu, M. Lequime and C. Amra, « Design of all-dielectric planar structures for optimized giant field enhancement",Nanosmat Asia, Hong Kong, 2017

2. C. Amra, M. Zerrad, A. Lereu, F. Lemarchand, M. Lequime "Multidielectrics for Giant Over-intensity" Optical Interference coatings, OSA, Tucson, USA, 2016

3. M. Zerrad, A. Lereu, F. Lemarchand, C. Amra « Multi-Dielectric structures for giant optical field enhancement » OPALS 2015, Algeria

4. Aude L. Lereu, Myriam Zerrad, Marlène Petit, Frédérique De Fornel, Claude Amra , "Multi-dielectric stacks as a platform for giant optical field" Paper 9162-43, Active Photonic Materials VI, SPIE, San Diego (2014)

5. A.L. Lereu, M. Zerrad, F. Lemarchand, C. Amra, "Giant optical fields in optimized multi-dielectric stacks" CNano PACA scientific days 2014

6. M. Zerrad, C. Ndiaye, A. Lereu, F. Lemarchand, C. Amra, "Multi-dielectric planar structures for giant optical field enhancement", JNMO, Evian, France 2013, Invited Paper

7. C. Amra , C. Ndiaye, M. Zerrad and F. Lemarchand," Optimal Design for Field Enhancement in optical coatings" SPIE Optical System Design, Advances in Optical Thin Films IV, 8168-7, (septembre 2011), invited paper.

8. C. Amra , C. Ndiaye, M. Zerrad and F. Lemarchand," Optimisation analytique de filtres interférentiels pour une exaltation géante du champ optique" Journée Couches Minces Optiques, 29 juin 2012, Conférence invitée.

Partie IV :

Métamatériaux thermiques

L'invisibilité optique n'est pas nouvelle[141–145] et a déjà largement diffusé vers d'autres secteurs comme les micro-ondes[146–148], l'acoustique et la mécanique[149–152], l'hydrodynamique[153–157] ou la sismique[158–161]. Toutefois ces concepts de géométrie différentielle et de transformations optiques n'ont été que récemment étendus à la diffusion de la chaleur, notamment au sein de l'équipe[162]. Nous poursuivons actuellement ces travaux dans le cadre du projet ANR INPACT porté par Claude Amra et rassemblant des collègues de l'IEMN (Nathalie Rolland, Michel Fryziel et Etienne Okada pour les aspects technologiques), de l'EM2C (Franck Enguehard et Denis Veynante sur les échanges thermiques), du LMGC (Michel Bellieud pour les techniques d'homogénéisation) et plus récemment du LIMMS/EM2C (Sébastien Volz pour l'aspect rayonnement thermique). Des collaborations ont également démarré avec l'UMI CINTRA de Singapour en 2015. On signalera d'emblée que nos derniers résultats concernant le mimétisme du rayonnement thermique[163] sont entièrement orignaux. Enfin, il est majeur de souligner le rôle de Ahmed Alwakil (doctorant INPACT) qui fait avancer au quotidien ce sujet avec brio.

Nous avons ainsi pu tout d'abord rassembler un ensemble d'expertises complémentaires pour aborder les analogies optique/thermique et voir quels concepts optiques étaient susceptibles d'être étendus avec pertinence dans ce contexte : admittance optique et filtrage, diffraction de la conduction, microcavités et capes, super-résolution…[164]. Cette analogie repose sur le fait que les phénomènes de diffusion thermique se comportent, du point de vue de la modélisation, comme la propagation (l'atténuation) optique en milieu métallique spécifique.

Je me suis impliquée dans cette thématique (quotité 30% ANR INPACT) dès son introduction à l'Institut Fresnel en 2012, en particulier sur les aspects numériques qui ont été l'un des points forts de la thèse de David Petiteau (2013-2015) cofinancée par la DGA et le CNRS et que j'ai co-encadrée avec Claude Amra en collaboration avec Sébastien Guenneau. Cette thèse a précédé la labellisation du projet ANR INPACT en 2013. Ces aspects numériques ont notamment permis d'accorder une attention particulière à l'« ingénierie » des capes pour le contrôle des écoulements de flux de chaleur, incluant les aspects de robustesse, sensibilité et performance pour des conditions d'utilisation pragmatiques[165]. Les résultats nous ont permis de proposer certains types de démonstrateurs.

En 2015, dans le cadre de la thèse de Ahmed Alwakil (2015-2018, ANR INPACT) que je co-encadre avec Claude Amra, nous avons étudié et résolu le problème du mimétisme[166] par conduction dans le cas le plus général, ouvrant ainsi la porte au thème des illusions ou du camouflage. Mais surtout nous avons résolu le problème inverse associé, qui consiste à camoufler des objets imposés en forme et/ou conductivité. Cette avancée confère plus de pragmatisme au thème du mimétisme, avec des solutions qui fonctionnent aussi dans le domaine des ondes.

Enfin et très récemment (2016), avec Ahmed Alwakil nous avons étendu ces résultats au contrôle du rayonnement thermique[163]. Tous nos travaux sur la conduction ont ainsi été étendus à l'émissivité spectrale, dont on peut attendre de nouvelles applications de type défense ou énergie.

I. Analogie Optique /Thermique

Les travaux menés sur les métamatériaux thermiques et présentés ici ont été initiés par des opticiens. Cela peut paraître surprenant au premier abord, mais il existe une analogie forte entre les équations qui régissent la conduction thermique et la propagation optique. Cette analogie n'est pas

nouvelle et avait été également introduite au laboratoire dans les années 90 par Claude Amra pour répondre à des problématiques propres à l'endommagement laser dû à des effets thermiques dans les couches minces optiques[167]. Elle a ensuite été réactualisée en 2012[162,164] en vue d'une application aux métamatériaux thermiques.

Compte tenu du rôle que cette analogie a joué dans le lancement de cette nouvelle thématique et de la nécessité d'y sensibiliser le lecteur pour en comprendre les enjeux, nous allons dans cette première partie en présenter les bases.

A. Propagation optique vs conduction de la chaleur

1. *Régime spatio-temporel*

La propagation optique en espace libre dans les milieux homogènes et isotropes est régie de manière classique par la relation :

$$\Delta E - \varepsilon\mu *_t \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = S_{opt}\left(J, q\right) \tag{40}$$

Avec E le vecteur champ électrique, ε et μ les permittivité et perméabilité temporelles, J et q les densités de courants et de charges et $*_t$ pour le produit de convolution temporel.

D'autre part, la conduction thermique est classiquement régie par l'équation suivante :

$$\Delta T - \frac{1}{a}\frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{S}{b} = S_{th} \tag{41}$$

Où T est la température, a et b sont respectivement la diffusivité et la conductivité thermique, dont on néglige la dépendance à la température.

On peut déjà, à ce stade noter que :

- ✓ L'équation de la chaleur est scalaire alors que l'équation optique est vectorielle. Cette dernière peut, cependant, être considérée indépendamment sur chaque vecteur de base pour les milieux isotropes.
- ✓ Les paramètres optiques sont fonction du temps et présenteront en conséquence une dispersion spectrale, ce qui n'est pas le cas des coefficients thermiques.

Une autre différence réside dans le fait que la température (ou le flux) est en général imposée aux frontières du domaine d'intérêt, ce qui n'a pas lieu d'être pour les champs optiques. Toutefois en l'absence de sources, le flux thermique et la température sont continus aux interfaces, tout comme les champs tangentiels électromagnétiques.

Les équations (40) et (41) sont fonction du temps *t* et de l'espace $\rho = (r, z) = (x, y, z)$. Il est intéressant à ce stade de rappeler, équations (42) et (43), les fonctions de Green respectives G_{opt} et G_{th} des cas optiques et thermiques qui donneront accès aux solutions particulières de la forme $G_{opt} *_t S_{opt}$ et $G_{th} *_t S_{th}$.

$$G_{opt}(\rho, t) = \frac{-1}{4\pi\rho}\delta\left(t - \rho\sqrt{\varepsilon\mu}\right) \tag{42}$$

Et

$$G_{th}(\rho,t)=\frac{1}{8b\sqrt{a}}\frac{1}{(\pi t)^{3/2}}\exp\left(-\frac{\rho^2}{4at}\right)H(t) \qquad \textbf{(43)}$$

Avec $\rho=|\rho|$, *H(t)* la fonction de Heaviside et *δ(t)* la distribution de Dirac.

La formulation de la fonction de Green optique met en évidence le fait qu'à l'instant t, toute l'énergie optique sera localisée à la surface de la sphère de rayon $\rho = vt$. A l'inverse, l'équation thermique, caractéristique d'un régime de diffusion montre qu'à l'instant t, toute l'énergie est maintenue dans le volume chauffé de la boule de rayon $\rho = 2\sqrt{at}$ qui grandit avec le temps.

Nous allons maintenant considérer les équations de propagation et de conduction dans le cas de régions homogènes et isotropes en l'absence de sources. L'équation (40) s'écrit alors, pour chacun des champs scalaires E_x, E_y et E_z, :

$$\Delta E - \varepsilon\mu *_t \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0 \qquad \textbf{(44)}$$

De même, pour l'équation (2) concernant la température :

$$\Delta T - \frac{1}{a}\frac{\partial T}{\partial t} = 0 \qquad \textbf{(45)}$$

On s'intéresse enfin au régime harmonique, qui décrit par exemple le cas d'une source d'échauffement provoqué par l'absorption de la lumière émise par un laser temporellement modulé. Dans ce cas de figure, le principe de superposition des systèmes linéaires nous permet d'écrire la température totale T sous la forme :

$$T = T_a + T' \qquad \textbf{(46)}$$

Où T_a est la température ambiante et *T'* est imposée par la connaissance de la source $S = S_0[1+h(t)]$ avec $|h(t)|<1$. Enfin, on pourra écrire $T' = T_1 + T_2$ où T_1 est la température en régime permanent résultant de S_0, et T_2 la température en régime transitoire résultant de $S_0 h(t)$. On s'intéressera désormais à la température transitoire T_2.

2. Régime harmonique

Nous considèrerons ici le cas d'un laser modulé qui génère de l'absorption optique, donc de la puissance thermique, en lien avec la fonction périodique *h(t)*. L'ensemble de ces signaux étant périodiques, ils peuvent s'écrire sous la forme d'une série de Fourier. On peut par conséquent écrire les transformées de Fourier temporelles des équations (40) et (41) en considérant ω la pulsation temporelle, variable conjuguée du temps dans l'espace de Fourier et $f=\omega/2\pi$, la fréquence temporelle. On obtient alors l'écriture bien connue :

$$\Delta\tilde{u} + k^2(\omega)\tilde{u} = 0 \qquad \textbf{(47)}$$

Avec :

- ✓ *k*, le nombre d'onde ou nombre de conductivité selon qu'on considère le cas optique ou thermique.

- ✓ *u*, le champ électrique *E* scalaire ou la température *T*
- ✓ $\tilde{u}$, la transformée de Fourier de la fonction *u*, définie par :

$$\tilde{u}(f) = \int_t u(\rho,t)\exp(2j\pi ft)dt \quad \textbf{(48)}$$

Et

$$u(t) = \int_f \tilde{u}(\rho,\omega)\exp(-2j\pi ft)df \quad \textbf{(49)}$$

L'équation (47) permet de mettre en évidence le fait que les champs *u* optique (*u = E*) et thermique (*u = T*) suivent la même équation harmonique dans l'espace de Fourier. La loi de dispersion régissant l'évolution spectrale de la variable *k* est, quant à elle, fonction du phénomène physique considéré. On a en effet :

$$k^2(\omega) = \omega^2\tilde{\varepsilon}(\omega)\tilde{\mu}(\omega) \Leftrightarrow k(\omega) = \omega\sqrt{\tilde{\varepsilon}(\omega)\tilde{\mu}(\omega)} \quad \textbf{(50)}$$

pour la propagation optique et :

$$k^2(\omega) = j\frac{\omega}{a} \Leftrightarrow k(\omega) = (1+j)\sqrt{\frac{\omega}{2a}} \quad \textbf{(51)}$$

pour la conduction thermique.

On peut noter à ce stade que la puissance (l'exposant) du paramètre ω dans la définition de *k* est représentative de l'ordre *p* de la dérivée temporelle dans l'équation initiale (*p = 2* pour l'optique et *p = 1* pour la thermique).

Par ailleurs, $\tilde{\varepsilon}(\omega)$ et $\tilde{\mu}(\omega)$ sont les transformées de Fourier des fonctions optiques ε et μ alors que la diffusivité thermique *a* n'est pas ici dispersive. On illustre ici une première différence essentielle entre optique et thermique, qui est la dispersion du paramètre *k*. En effet, celui-ci évolue en $\sqrt{\omega}$ en thermique, alors qu'en optique, il est imposé par la loi de dispersion de la perméabilité et la permittivité du milieu. On peut cependant, dans la plupart des cas, considérer que le nombre d'onde optique est proportionnel à ω sur une bande spectrale étroite.

Enfin, il est majeur de remarquer que la valeur de *k* est a priori complexe en optique, avec des parties réelles et imaginaires indépendantes (aux relations de Kramer-Kronig près). On aura ainsi un indice quasi-réel dans le cas de matériaux diélectriques, ou bien un indice arbitrairement complexe dans le cas des métaux. A l'inverse, pour la conduction thermique, *k* est nécessairement complexe avec une partie imaginaire égale à sa partie réelle, ce qui est très spécifique. En conséquence, la conduction thermique peut être considérée comme analogue à la propagation optique dans un métal dont les parties imaginaires et réelles de l'indice sont égales, soit $k=k_0\,(1+j)\,n$.

B. Formalisme des admittances complexes

Comme nous avons pu le voir dans la partie précédente, les admittances complexes sont un outil mathématique couramment utilisé pour faire de la synthèse en couches minces optiques. Nous allons voir dans cette partie que le formalisme des admittances est transférable de manière quasi immédiate au cas de la conduction thermique dans un multicouche planaire. Nous allons pour cela

rappeler brièvement l'origine de ce formalisme en optique.

1. *Couches minces optiques*

Si on considère un empilement multicouche planaire tel que celui défini Figure 134, l'admittance complexe Y est définie pour chaque polarisation, s ou p, par la relation :

$$\hat{H} = Y\, z \wedge \hat{E} \qquad \textbf{(52)}$$

Où $\hat{E}$ et $\hat{H}$ sont les composantes tangentielles des champs électrique et magnétique polarisés et z, la direction normale à l'empilement.

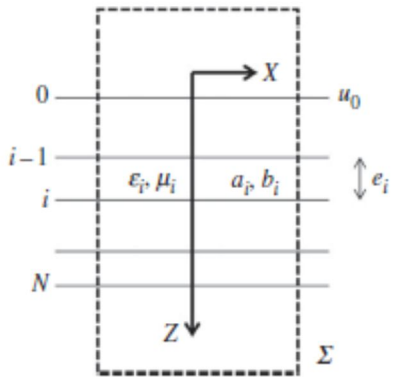

Figure 134 :Géométrie d'un multicouche planaire pour la propagation optique et la conduction thermique

On se place dans le cas monochromatique, tous les champs sont donc harmoniques et résultent d'une illumination à un seul angle d'incidence sur la surface du haut. En d'autres termes, l'admittance est définie après une double transformée de Fourier temporelle et spatiale des champs.

Dans le cas d'une onde stationnaire considérée dans l'empilement, l'admittance varie avec l'altitude *z*. Dans le cas d'une onde propagative ou rétrograde, comme cela peut être le cas dans les milieux incident et émergent, l'admittance est constante et égale à l'indice effectif *m*. On écrit alors, pour chaque polarisation :

$$\hat{H}^{+} = m\, z \wedge \hat{E}^{+} \qquad \textbf{(53)}$$

Pour une onde progressive et

$$\hat{H}^{-} = -m\, z \wedge \hat{E}^{-} \qquad \textbf{(54)}$$

pour une onde rétrograde.

Enfin, comme nous l'avons vu précédemment, les indices effectifs sont définis par les relations (53) et (54) et leurs valeurs fixent les conditions initiales de la récurrence qui définit l'admittance complexe à toute altitude de l'empilement.

$$m = \frac{1}{\eta_0 \mu_r} \frac{n\alpha}{k} \quad \text{en polarisation TE} \qquad \textbf{(55)}$$

et

$$m = \frac{1}{\eta_0 \mu_r} \frac{nk}{\alpha} \qquad \text{en polarisation TM} \tag{56}$$

Avec $\eta_0 = \sqrt{\mu_0 / \varepsilon_0}$, l'impédance du vide, $n = \sqrt{\tilde{\varepsilon}_r \tilde{\mu}_r}$, l'indice de réfraction, $(\tilde{\varepsilon}_r, \tilde{\mu}_r)$ les permittivité et perméabilité complexes relatives, $\alpha = \sqrt{k^2 - \sigma^2}$ et σ la pulsation spatiale qui est reliée, pour les basses fréquences, à la direction de propagation θ en milieu transparent par la relation :

$$\sigma = k \sin\theta = 2\pi\nu \Rightarrow \alpha = k \cos\theta \tag{57}$$

Où ν est la fréquence spatiale.

Dans le cas d'une onde plane, les relations (55) et (56) deviennent :

$$m = \frac{1}{\eta_0 \mu_r} n \cos\theta \qquad \text{en polarisation TE} \tag{58}$$

et

$$m = \frac{1}{\eta_0 \mu_r} \frac{n}{\cos\theta} \qquad \text{en polarisation TM} \tag{59}$$

Enfin, comme nous l'avons vu en partie III, les relations (53) à (59) restent valides dans le cas des ondes planes, évanescentes et dissociées.

2. *Conduction dans les multicouches*

Si on considère que l'empilement est invariant selon les directions *x* et *y*, ce qui correspondrait, en optique, au cas d'un éclairement sous incidence normale par une onde plane, la relation (47) s'écrit, après développement des dérivées :

$$\frac{\partial^2 \tilde{u}}{\partial z^2} + k^2(\omega)\tilde{u} = 0 \tag{60}$$

La solution de cette équation au niveau de chaque interface *i* peut alors s'écrire sous la forme :

$$\tilde{u}_i(z,\omega) = \tilde{u}_i^+(\omega)\exp[jk_i(\omega)z] + \tilde{u}_i^-(\omega)\exp[-jk_i(\omega)z] \tag{61}$$

u pouvant être indifféremment *E* ou *T*.

Par ailleurs le champ $\tilde{v}_i$ tel qu'il est défini ci-dessous par les équations (62) à (64) est également solution de l'équation différentielle (60) et peut donc s'écrire via la relation (65).

$$\tilde{v}_i = \tilde{v}_i^+ + \tilde{v}_i^- = Y_i \; z \wedge \tilde{u}_i \tag{62}$$

Avec :

$$\tilde{v}_i^+ = m_i \; z \wedge \tilde{u}_i^+ \tag{63}$$

$$\tilde{v}_i^- = -m_i \; z \wedge \tilde{u}_i^i \tag{64}$$

$$\tilde{v}_i(z,\omega) = \tilde{v}_i^+(\omega)\exp[jk_i(\omega)z] + \tilde{v}_i^-(\omega)\exp[-jk_i(\omega)z] = 0 \tag{65}$$

En optique *v* est le champ magnétique tangentiel *H*. Pour étendre ce formalisme à la conduction thermique, on considère la température harmonique $\widetilde{T}$ et la densité de flux de chaleur scalaire $\widetilde{h}$ définie par :

$$\widetilde{h} = -b\frac{\partial \widetilde{T}}{\partial z} \qquad \text{avec} \qquad \frac{\partial^2 \widetilde{h}}{\partial z^2} + k^2(\omega)\widetilde{h} = 0 \tag{66}$$

On se retrouve alors dans un cas de figure où la température et le flux thermique jouent des rôles respectivement analogues aux champs électrique et magnétique. Pour finaliser l'analogie, il nous reste maintenant à définir les valeurs que doit prendre l'indice effectif *m* tel qu'il est utilisé en (63) et (64). Pour la conduction il sera défini de manière analogue à l'optique (équations (53) et (54)) par :

$$\begin{cases} \widetilde{h}^+ = m\,\widetilde{T}^+ \\ \widetilde{h}^- = -m\,\widetilde{T}^- \end{cases} \tag{67}$$

On a alors immédiatement :

$$m = -jkb \tag{68}$$

L'admittance telle qu'elle est définie par l'équation (62) vérifie la relation :

$$\widetilde{h}(\omega, z) = \widetilde{h}^+ + \widetilde{h}^- = Y(w, z)\widetilde{T}(\omega, z) \tag{69}$$

A ce stade, l'analogie entre propagation optique et conduction thermique est complète, du moins pour ces milieux isotropes, homogènes et linéaires. Les mêmes équations, et donc les mêmes codes de calculs pourront être utilisés pour calculer les 2 phénomènes sous réserve de respecter l'analogie entre les différentes variables telle qu'elle est récapitulée dans le tableau ci-dessous.

Tableau 1 : Analogie optique vs thermique – Synthèse de la correspondance des variables

Optique	Thermique (conduction)
Champ électrique *u = E*	*Température* *u = T*
Champ magnétique $v = H$	*Densité de flux de chaleur* $v = h = -b\frac{\partial T}{\partial z}$
Indice effectif : $m = \frac{1}{\eta_0 \mu_r}\frac{n\alpha}{k}$ en polarisation TE $m = \frac{1}{\eta_0 \mu_r}\frac{nk}{\alpha}$ en polarisation TM	*Conductivité effective :* $m = -jkb$
Nombre d'onde : $k(\omega) = \omega\sqrt{\widetilde{\varepsilon}(\omega)\widetilde{\mu}(\omega)}$	*Nombre de conductivité :* $k(\omega) = (1+j)\sqrt{\frac{\omega}{2a}}$

Si les analogies sont fortes entre les deux phénomènes, les échelles restent différentes. En particulier, les milieux peuvent être transparents en optique, ce qui permet à l'onde de se propager à l'infini. Par contre, dans le cadre de l'analogie présentée, tous les milieux sont métalliques pour l'onde optique équivalente à la thermique, ce qui impose une atténuation rapide, accrue par la forte valeur de l'indice imaginaire (identique à l'indice réel). En conséquence, une visualisation aisée des effets thermiques requiert une distance inférieure à la longueur de diffusion thermique L définie ici en fonction de la longueur d'onde équivalente λ_{th}, qui dans ce cas est une pseudo période spatiale :

$$L = \sqrt{\frac{2a}{\omega}} = \frac{\lambda_{th}}{2\pi} \qquad \textbf{(70)}$$

L'extension de l'analogie au cas du paquet d'ondes a été réalisée afin de prendre en compte les variations de la structure sur les dimensions x et y [166], elle ne sera pas développée ici pour ne pas alourdir le document.

C. Quelques exemples de multicouches thermiques

Nous allons dans cette partie présenter quelques exemples d'applications numériques. On considère pour cela un empilement planaire de 2 matériaux qui présentent des conductivités thermiques différentes. Cette approche nous permet de conserver une analogie directe avec les multicouches optiques qui alternent, dans les cas nominaux, des couches d'épaisseurs quart d'onde de haut (H) et bas (B) indices de réfraction. On utilisera de l'argent d'effusivité β_H et de la silice d'effusivité β_B qui sont définies par :

$$\left.\begin{array}{l} b_H = 418\ \mathrm{W.m^{-1}.K^{-1}} \\ a_H = 1{,}71.10^{-4}\ \mathrm{m^2/s} \end{array}\right\} \Rightarrow \beta_H = 31965\ \mathrm{J.K^{-1}.m^{-2}.s^{-0.5}}$$
$$et \qquad \textbf{(71)}$$
$$\left.\begin{array}{l} b_B = 1{,}5\ \mathrm{W.m^{-1}.K^{-1}} \\ a_B = 7.10^{-7}\ \mathrm{m^2/s} \end{array}\right\} \Rightarrow \beta_B = 1793\ \mathrm{J.K^{-1}.m^{-2}.s^{-0.5}}$$

Où l'effusivité β_i est définie par :

$$\beta_i = \frac{b_i}{\sqrt{a_i}} \qquad \textbf{(72)}$$

Les épaisseurs e_H et e_B considérées pour chaque matériau sont choisies pour être égales au quart de la longueur de diffusion thermique correspondant à chaque matériau :

$$e_H = \frac{L_H}{4} \qquad et \qquad e_B = \frac{L_B}{4} \qquad \textbf{(73)}$$

1. *Effet de la fréquence*

Pour avoir un ordre de grandeur des distances, on peut définir la structure pour la pulsation $\omega_0 = 1Hz$, dans ce cas, $L_H = \sqrt{2a_H / \omega_0} = 1{,}85cm$ et $L_B = \sqrt{2a_B / \omega_0} = 1{,}18mm$ et on considère une structure de 9 couches définie par : superstrat/ $(e_H e_L)^4 e_H$ / substrat dans le cas où le substrat et le superstrat sont tous les deux du quartz.

On peut voir Figure 135 , sur le graphe du haut, l'évolution dans le plan complexe de l'admittance paramétrée par l'altitude dans la structure. La courbe du bas donne, quant à elle, la distribution de

température normalisée dans la structure (courbe bleue, échelle verticale de gauche) tracée sur la cartographie des effusivités locales. Les ronds de couleurs permettent de localiser les différentes interfaces sur les 2 graphes. Le résultat est donné à la fréquence nominale de 1Hz.

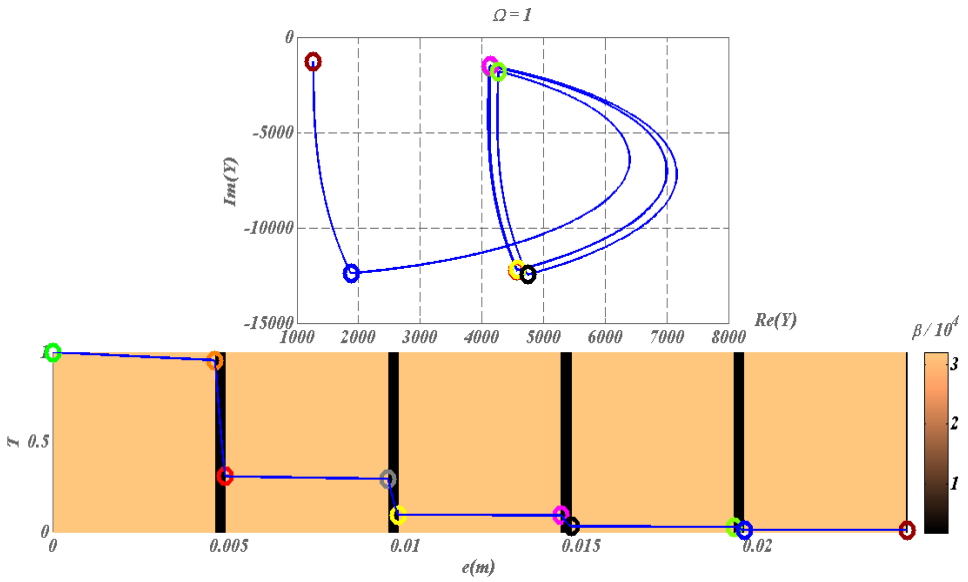

Figure 135: Empilement de 9 couches à la pulsation ω_0=1Hz. Haut : diagramme des admittances dans le plan complexe, Bas : cartographie en fausses couleurs des effusivités thermique et distribution de température normalisée à l'intérieur de la structure (courbe bleue). NB : Les ronds de couleurs correspondent à la même altitude z sur les 2 graphes

Le même empilement est ensuite considéré pour une fréquence supérieure ($\omega_0 = 5\ Hz$) en Figure 136 puis inférieure ($\omega_0 = 0{,}1\ Hz$) en Figure 137. On peut voir que, comme attendu, sur une fréquence plus rapide, les longueurs de diffusivité thermique étant plus petites, seules les premières couches de la structure sont concernées par l'élévation de température. A l'inverse, pour une source basse fréquence, tout le volume de l'empilement est concerné.

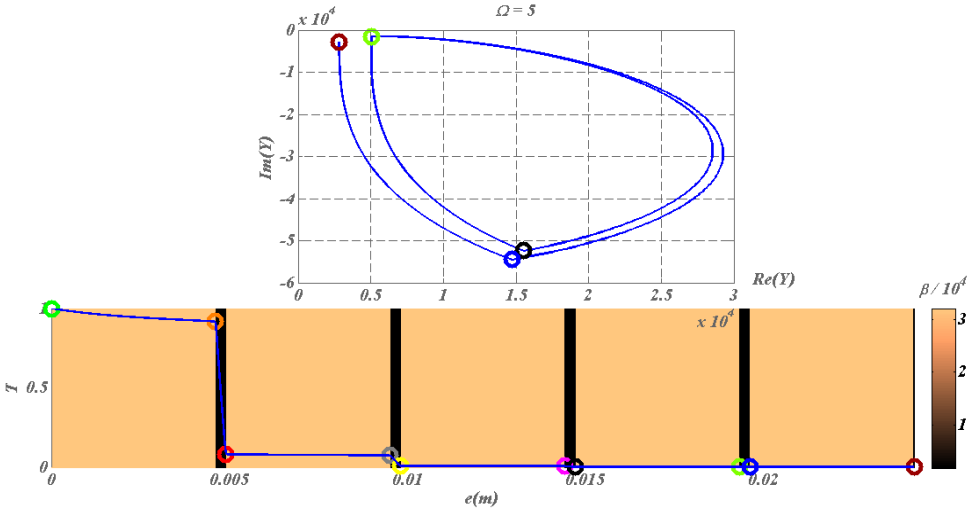

Figure 136: Empilement de 9 couches à la pulsation ω_0=5Hz. Haut : diagramme des admittances dans le plan complexe, Bas : cartographie en fausses couleurs des effusivités thermique et distribution de température normalisée à l'intérieur de la structure (courbe bleue). NB : Les ronds de couleurs correspondent à la même altitude z sur les 2 graphes

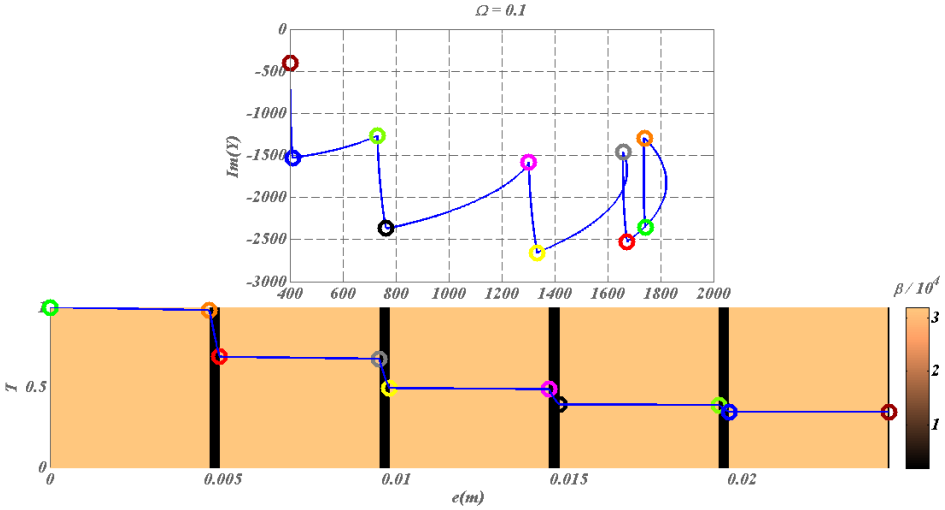

Figure 137: Empilement de 9 couches à la pulsation ω_0=0,1Hz. Haut : diagramme des admittances dans le plan complexe, Bas : cartographie en fausses couleurs des effusivités thermique et distribution de température normalisée à l'intérieur de la structure (courbe bleue). NB : Les ronds de couleurs correspondent à la même altitude z sur les 2 graphes

2. *Rôle de la conductivité effective*

Comme nous l'avons montré au début de ce chapitre, la conduction thermique se comporte de manière analogue à la propagation optique dans des matériaux métalliques dont les parties réelles et imaginaires de l'indice sont égales. C'est d'ailleurs, l'existence de cette relation liant les parties imaginaire et réelle du nombre de conductivité[164] qui impose la décroissance de la température dans les cas 1D traités. On ne peut donc pas générer de maxima locaux de température en l'absence de sources à l'intérieur de l'empilement comme nous l'avons fait en partie III avec les champs optiques.

Pour illustrer ce phénomène, considérons un empilement de 9 couches chauffé avec une fréquence de 5Hz à laquelle les couches sont quart d'onde. Les matériaux considérés sont l'argent et la silice comme précédemment. Dans le cas nominal, le nombre de conductivité de la silice s'écrit *k=k'+jk''* avec *k''=k'*. On obtient alors la répartition de température donnée Figure 138 -a où, comme on peut le voir, la température est décroissante en tout point et le diagramme d'admittance est similaire à celui présenté Figure 136. Si on réduit progressivement le poids de *k''*, on obtient les graphes (b), (c) et (d) tracés respectivement pour *k''=0,3k'*, *0,1k'* et *0*. On peut alors voir que lorsque k'' diminue, la température tend vers le comportement oscillant du champ optique dans la silice (matériau noir). De même, les admittances présentent une évolution circulaire similaire à celle constatée dans les multicouches optiques.

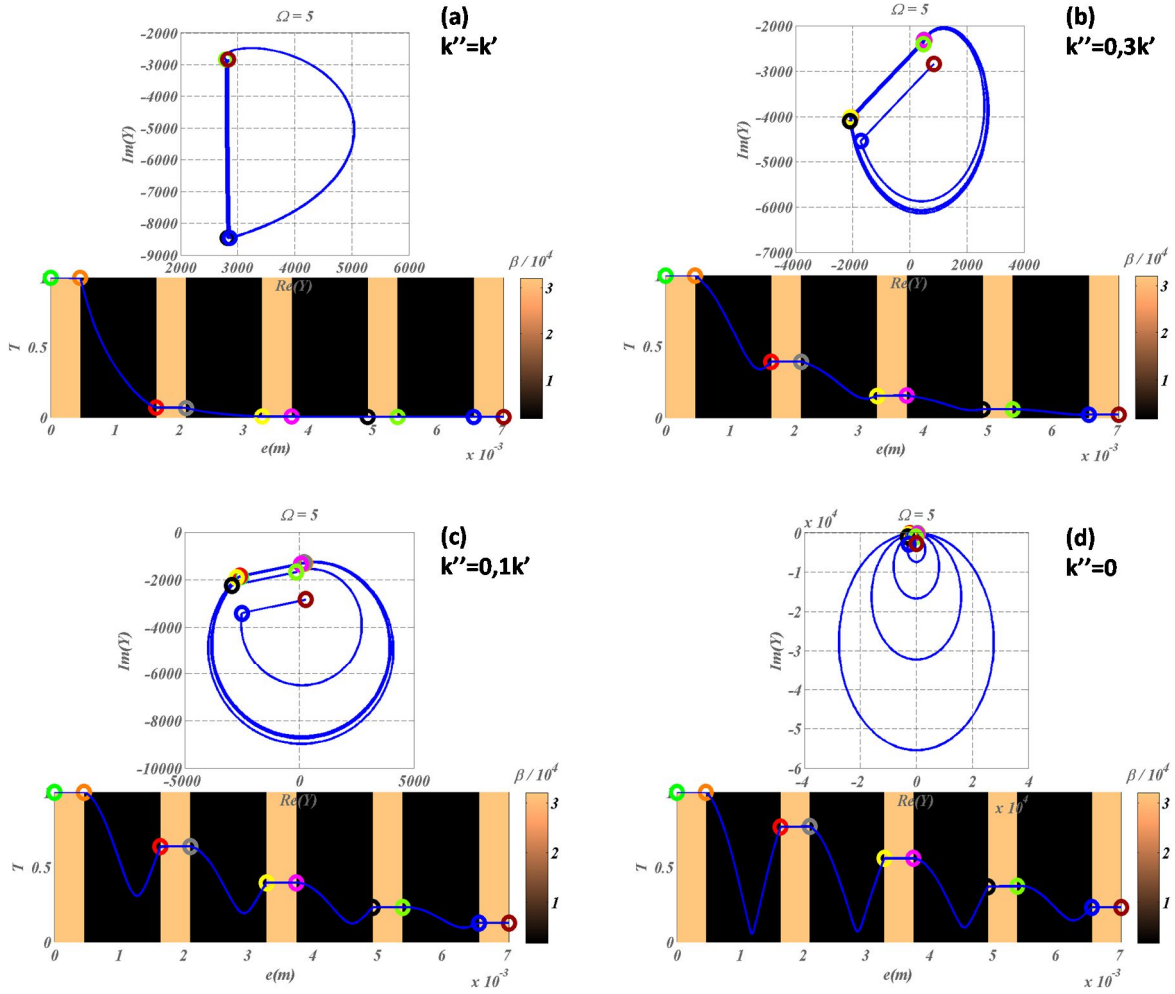

Figure 138: Empilement métal diélectrique de 9 couches à la pulsation *ω=5Hz* ; Modification du diagramme d'admittance (haut) et de champ/température (graphes du bas) dans le cas où la partie imaginaire du paramètre k=k'+jk'' décroit. (a :k''=k' ;b : k''=0,3k' ; c :k''=0,1k' ; d :k''=0)

En conclusion, ces résultats montrent de façon générale que la plupart des codes développés pour l'optique peuvent être réutilisés pour la thermique. Cette remarque n'est pas anodine eu égard aux nombreux efforts déployés pour implémenter des codes électromagnétiques au laboratoire, qui concernent la diffraction et la diffusion, les cristaux photoniques et les métamatériaux, les microcavités etc… Mais surtout, ils nous amènent à nous interroger avec pragmatisme sur les phénomènes ou concepts optiques susceptibles de se généraliser à la thermique, comme la diffraction, le confinement ou la super-résolution, le filtrage… On trouvera de plus amples informations dans[164].

II. Transformation d'espace et mimétisme

Les analogies précédentes nous ont amenés à étendre directement au domaine de la thermique, les techniques de transformation d'espace largement utilisées pour les ondes, avec des applications à l'invisibilité[126,141–145,148,168–179]. Dans ce qui suit nous allons nous intéresser directement au mimétisme, dont l'invisibilité n'est qu'un cas particulier.

Considérons un objet qui présente une matrice de conductivité thermique k_Ω dans le volume Ω qui est limité par le contour $\partial\Omega$ tel qu'il est schématisé à droite de la Figure 139. Cet objet diffuse un flux q_Ω dont l'évolution spatio-temporelle est entièrement contrôlée, pour une source de chaleur donnée, par la géométrie $\partial\Omega$ et la conductivité k_Ω de l'objet. Notre objectif est ici de faire en sorte que l'objet Ω mime le comportement thermique de l'objet ω de contour $\partial\omega$ et de conductivité k_ω tel qu'il est schématisé sur le graphe de gauche en Figure 139.

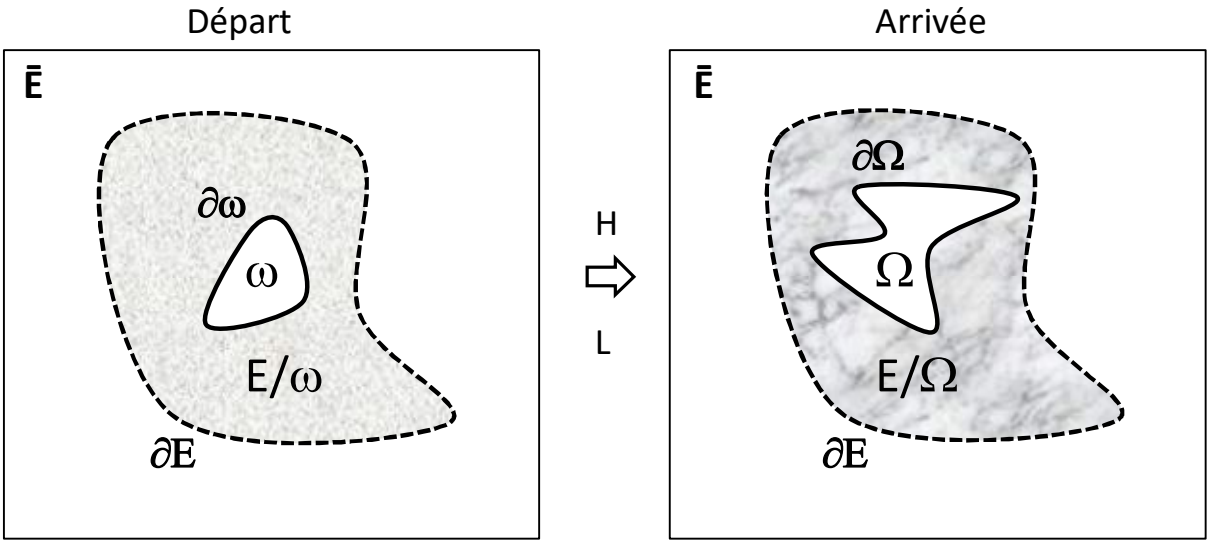

Figure 139 : A droite, dans l'espace d'arrivée, Ω est l'objet à entourer d'une cape interne au contour ∂E . Le rôle de cette cape est de mimer dans $\overline{E}$ le comportement thermique de l'objet ω tel qu'il est défini dans l'espace de départ, à gauche. *H* et *L* sont les transformations d'espace.

Pour ce faire, on commence par considérer, dans les espaces de départ et d'arrivée, une frontière ∂E entourant les 2 objets Ω et ω. Pour atteindre notre objectif nous allons définir la cartographie d'un méta-matériau qui sera utilisé comme « cape » de mimétisme. En d'autres termes, nous allons structurer la matière dans l'espace d'arrivée, dans le domaine complémentaire de Ω à l'intérieur de *E*, noté $E\backslash\Omega$ afin que le flux thermique diffracté par Ω à l'extérieur de E soit identique au flux thermique qui serait diffracté par ω à l'extérieur de la même frontière ∂E .

Cette cape entourera l'objet Ω et a pour mission de transformer le flux q_Ω afin qu'il reproduise le flux q_ω et ce, dans tout le complémentaire de E, noté $\overline{E}$. On cherche donc à avoir :

$$q_\Omega\left(\overline{E}\right) = q_\omega\left(\overline{E}\right) \qquad \textbf{(74)}$$

Il faut maintenant définir les propriétés thermiques de la cape qui remplira la région $E\backslash\Omega$. Sa nature dépendra par ailleurs des deux objets ω et Ω qui seront respectivement mimé et masqué. Pour résoudre ce problème, nous utiliserons des transformations d'espace. L'analogie optique thermique

présentée en début de chapitre a en effet permis d'étendre les transformations d'espace[141,142] désormais couramment utilisées en optique à la conduction thermique[180].

Afin de ne pas alourdir le document, on ne présentera pas ici le détail des calculs et démonstrations mais seulement quelques résultats-phares. Le lecteur intéressé trouvera le détail des calculs dans la publication de 2016[166] pour la conduction thermique, ou dans le manuscrit de thèse à venir d'Ahmed Alwakil. Ces résultats ont ensuite été étendus au cas du rayonnement thermique en 2017 [163].

Parallèlement aux études analytiques, un effort a été porté sur le développement d'outils numériques adaptés à nos activités sur les métamatériaux thermiques. Ce travail a été initié pendant la thèse de David Petiteau (2012-2015) au cours de laquelle nous avons consacré plusieurs mois à l'interfaçage de Comsol Multiphysics® avec Matlab®. Ceci a permis de faire des études paramétriques des performances des capes (analyse spectrale de la sensibilité et robustesse des capes homogénéisées) et d'introduire ainsi une composante de type « ingénierie »[165] qui n'était pas courante.

A la suite de cela, dans le cadre de la thèse d'Ahmed Alwakil, nous avons souhaité aborder le problème plus général du mimétisme, ainsi que le problème inverse associé, dans le cas de formes arbitrairement choisies, à la fois pour les capes et les objets. Nous avons également voulu avancer dans le problème de la synthèse en simplifiant l'analyse paramétrique par une modification temps réel des géométries et des paramètres physiques. Ceci nous a amenés à abandonner le logiciel Comsol Multiphysics® pour développer nos codes propres qui sont désormais opérationnels.

Le premier code a été développé à la suite des études analytiques présentées en paragraphe II. Il permet de résoudre les problèmes inverse et direct. En d'autres termes, il permet de définir le métamatériau à mettre autour d'un objet Ω arbitraire en forme et en conductivité pour mimer le comportement d'un autre objet ω en fixant soit l'objet ω, soit la transformation H.

Le deuxième code basé sur la méthode des éléments finis permet de tester les performances des métamatériaux proposés en calculant la répartition de température en régime permanent dans le cas d'un milieu hétérogène anisotrope. Ce dernier outil numérique a été réalisé en étroite collaboration avec Franck Enguehard dans le cadre de séjours que j'ai pu faire à l'EM2C en 2015 et 2106.

Les points importants à retenir de l'ensemble de ces travaux sont les suivants :

- La synthèse de la cape est classiquement réalisée par une transformation d'espace analogue au domaine des ondes. Toutefois nous avons étendu cette synthèse au cas le plus général du mimétisme, sans restriction de forme ; en particulier les rotations sont autorisées. Cette synthèse étendue s'applique également au cas des ondes.
- De manière classique, on cherche à résoudre le problème direct, qui consiste à établir les propriétés (anisotropie, hétérogénéité) de la cape qui permet le mimétisme. Il faut savoir cependant que le mimétisme impose parallèlement que l'objet lui-même (Ω) ait des propriétés spécifiques. Ce constat limite ainsi les applications, dans la mesure où l'on ne cache pas réellement ce que l'on veut camoufler. En conséquence, au-delà de la généralisation du mimétisme au domaine de la thermique, l'originalité de notre approche a consisté à introduire la notion de problème inverse. Cela signifie que l'objet Ω à camoufler est imposé ; dans ces conditions, on recherche la classe d'objets ω que l'on peut mimer en recouvrant Ω d'une cape.

- Enfin, au-delà de la conduction, le mimétisme a été récemment étendu au cas du rayonnement thermique, dans le cadre de la thèse d'Ahmed Alwakil. Malgré son caractère innovant, ce thème ne sera cependant pas développé dans ce document.

D. Problème direct

1. *Transformation de l'objet*

Avec le formalisme classique des méthodes de transformations d'espace, on considère que l'objet Ω que l'on souhaite recouvrir d'un métamatériau est l'image de ω par une transformation qu'on notera *H*. Pour rappel, Ω est l'objet à camoufler, et ω est l'objet à imiter. On procèdera ainsi en 2 étapes :

- ✓ On définit la transformation *H* qui transforme ω en Ω. :

$$H(\omega)=\Omega \tag{75}$$

- ✓ On complète *H* par la fonction *L* qui transforme les complémentaires, définie par :

$$L(E\backslash\omega)=E\backslash\Omega. \tag{76}$$

Par ailleurs, on note que la continuité de l'espace impose des conditions aux frontières :

$$H(\partial\omega)=L(\partial\omega)=\partial\Omega \tag{77}$$

$$L(\partial E)=\partial E \tag{78}$$

La transformation *H* est ainsi définie par les objets ω et Ω qu'elle met en bijection, et *L* par les complémentaires de ces objets dans *E*. On notera que ces transformations ne sont pas uniques. Elles permettent de faire correspondre à chaque point de coordonnées (r,θ) de l'espace de départ un point (r',θ') de l'espace d'arrivée. On écrit ainsi pour la correspondance des objets ω et Ω :

$$H:\begin{pmatrix} r \\ \theta \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} r' \\ \theta' \end{pmatrix}=\begin{pmatrix} f_H(r,\theta) \\ g_H(r,\theta) \end{pmatrix} \tag{79}$$

avec $M(r,\theta)$, un point du domaine ω, et $M'(r',\theta')$, un point du domaine Ω, et où l'on a introduit les coordonnées polaires, ainsi que les fonctions f_H et g_H. La transformation *L* est définie de façon analogue pour les complémentaires, soit :

$$L:\begin{pmatrix} r \\ \theta \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} r' \\ \theta' \end{pmatrix}=\begin{pmatrix} f_L(r,\theta) \\ g_L(r,\theta) \end{pmatrix} \tag{80}$$

avec $M(r,\theta)$ dans $E\backslash\omega$ et $M'(r',\theta')$ dans $E\backslash\Omega$.. De manière à garantir la bijection et à rendre accessible l'implémentation numérique, on considèrera souvent ici des contours étoilés, c'est-à-dire des formes qui à chaque valeur de θ, font correspondre une unique valeur de *r*.

La géométrie différentielle[181] permet alors de démontrer que le mimétisme est obtenu à condition que les conductivités k_ω et k_Ω des objets ω et Ω soient liées par la relation matricielle :

$$[k_\Omega] = \frac{1}{\det M_H}[M_H][k_\omega][M_H]^T \tag{81}$$

où la matrice *M* caractéristique de la transformation n'est pas très différente d'une matrice Jacobienne, à savoir :

$$[M_H] = \begin{bmatrix} \partial r'/\partial r & (1/r)(\partial r'/\partial\theta) \\ r'(\partial\theta'/\partial r) & (r'/r)(\partial\theta'/\partial\theta) \end{bmatrix} \tag{82}$$

Ces 2 dernières relations donnent la condition générale sur les objets pour autoriser le phénomène de mimétisme. Toutefois elles montrent aussi que, selon la transformation, les propriétés de l'objet à camoufler ne sont pas arbitraires, puisqu'imposées par la matrice *M*. On notera également que la chaleur massique de l'objet subit une autre transformation du type :

$$(\rho C)_\Omega = (1/\det M_H)(\rho C)_\omega \tag{83}$$

Toutefois, par souci de simplicité on se limitera au régime statique dans ce document, ce qui permet de ne considérer que la matrice de conductivité.

Les propriétés de la cape sont données par des relations analogues, à condition de remplacer l'indice *H* par l'indice *L*. Cette cape donne ainsi la solution générale du problème. On notera que la forme de la cape est arbitraire, ce qui confère une infinité de solutions.

2. *Définition de la cape*

Jusqu'ici nous n'avons pas parlé de la cape pour la simple raison qu'elle ne peut être définie, dans chaque espace de départ ou d'arrivée, que lorsque les deux objets sont fixés. La fonction *L* doit vérifier les équations (76) à (78) quelles que soient les formes des contours. Afin de simplifier la résolution numérique du problème, nous avons fait le choix de considérer uniquement des contours étoilés, c'est-à-dire des formes qui, à chaque valeur de θ font correspondre une unique valeur de *r*. Cette condition nous permet de définir la transformation *L* sous la forme d'une fonction affine :

$$\begin{aligned} f_L(r,\theta) &= \alpha_1(\theta)r + \beta_1 \\ g_L(r,\theta) &= \alpha_2(\theta)r + \beta_2 \end{aligned} \tag{84}$$

Les coefficients α et β se déduisent des relations (76) à (78) comme :

$$\begin{aligned} \alpha_1(\theta) &= \frac{r_E(\theta) - f_H(r_\omega,\theta)}{r_E(\theta) - r_\omega(\theta)} & \beta_1(\theta) &= \mathrm{r_E}(\theta)\frac{f_H(r_\omega,\theta) - r_\omega(\theta)}{r_E(\theta) - r_\omega(\theta)} \\ \alpha_2(\theta) &= \frac{r_E(\theta) - g_H(r_\omega,\theta)}{r_E(\theta) - r_\omega(\theta)} & \beta_1(\theta) &= \mathrm{r_E}(\theta)\frac{g_H(r_\omega,\theta) - r_\omega(\theta)}{r_E(\theta) - r_\omega(\theta)} \end{aligned} \tag{85}$$

3. *Illustration numérique :*

Un exemple numérique est donné en figure 7, où l'on a cherché à mimer le comportement d'une « fleur » ω de conductivité uniforme égale à 10 à partir d'un disque Ω de rayon 1 et de même conductivité. Le disque est recouvert d'un métamatériau. Les transformations utilisées sont les suivantes :

$$\begin{cases} f_H(r,\theta) = \dfrac{r_\Omega(\theta)}{r_\omega(\theta)} r \\ g_H(r,\theta) = \theta \end{cases} \tag{86}$$

Dans ce cas particulier, les frontières, $\partial\Omega$ et $\partial\omega$ sont définies par les relations :

$$r_\Omega(\theta) = 1 \tag{87}$$

$$r_\omega(\theta) = r_{0\omega}\left(\sin^2 2\theta + \frac{1}{2}\sin^2 4\theta\right) \tag{88}$$

On donne, Figure 140, la cartographie de la matrice de conductivité de l'objet Ω et de la cape qui l'entoure. On notera ici l'hétérogénéité de Ω et de son complémentaire, ce qui nous amène à considérer le problème inverse.

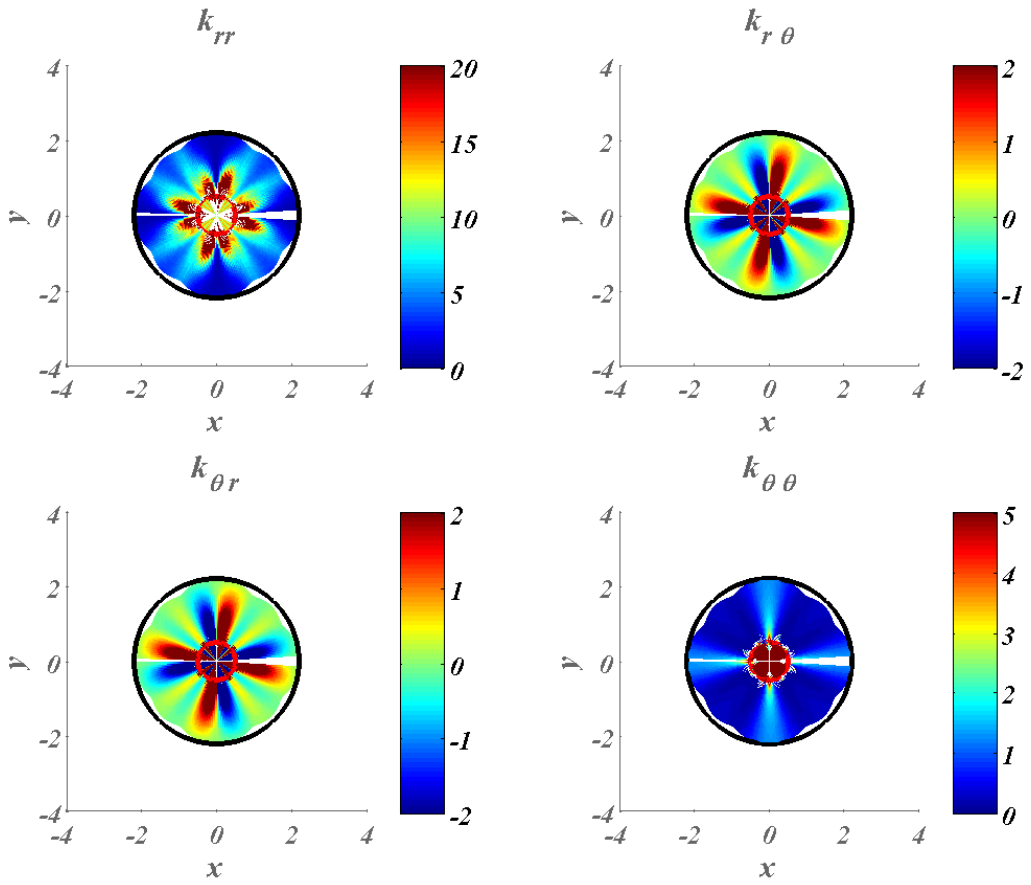

Figure 140 : Cartographies de la matrice de conductivité anisotrope du métamatériau obtenu par transformation du cercle Ω (contour en rouge) pour mimer la fleur ω. La matrice est donnée en coordonnées polaires.

E. Problème inverse

On suppose que la conductivité *[k_ω]* de l'objet à mimer, ainsi que la conductivité *[k_Ω]* de l'objet à camoufler, sont connues. Ces conductivités peuvent être hétérogènes anisotropes, mais elles sont désormais imposées. Par ailleurs, la forme de Ω est également imposée. Compte tenu de la relation (81), ces conditions imposent en conséquence des contraintes sur la matrice Jacobienne, c'est-à-dire sur les transformations d'espace. La question posée consiste à mettre en évidence l'ensemble des

formes $\partial\omega$ d'objets ω que l'objet Ω peut imiter lorsqu'il est recouvert d'une cape. La réponse a été apportée en 2016 par une démonstration analytique[181] illustrée par des calculs numériques.

On peut détailler de façon sommaire la démonstration comme suit :

- La relation (81) impose une contrainte du type :

$$[M_H] = [M_H(k_\omega, k_\Omega)] \tag{89}$$

- La transformation *H* est alors extraite comme :

$$H = H(k_\omega, k_\Omega) \tag{90}$$

- Les formes d'objets qu'il est possible d'imiter sont alors données comme :

$$\{\partial\omega\}_\mu = \{H_\mu^{-1}(\partial\Omega)\} \tag{91}$$

Un résultat simple est obtenu dans le cas où l'objet ω est isotrope, et où l'objet Ω a une matrice de conductivité diagonale. On montre en effet dans ces conditions que les fonctions f_H et g_H doivent satisfaire une équation différentielle du type :

$$\frac{r\dfrac{\partial f_H}{\partial r}}{f_H(r)\dfrac{\partial g_H}{\partial \theta}} = \frac{k_{rr}(r,\theta)}{k_\omega(r,\theta)} = \eta(r,\theta) \tag{92}$$

avec:

$$k_{\theta\theta}(r,\theta) = k_\omega^2(r,\theta)/k_{rr}(r,\theta) \tag{93}$$

et où k_{rr} et $k_{\theta\theta}$ définissent la matrice diagonale k_Ω. La résolution de cette équation est relativement aisée si l'on considère que le rapport η des conductivités est à variables séparables, soit:

$$\eta(r,\theta) = \eta_1(r)\eta_2(\theta) \tag{94}$$

La matrice de conductivité est alors donnée par :

$$[k_\Omega(r,\theta)] = k_\omega(r,\theta)\begin{bmatrix} \eta_1(r)\eta_2(\theta) & 0 \\ 0 & 1/[\eta_1(r)\eta_2(\theta)] \end{bmatrix} \tag{95}$$

Avec, pour la conductivité radiale:

$$\eta_1(r) = \frac{r\dfrac{\partial f_1}{\partial r}}{f_1(r)\dfrac{\partial g_1}{\partial \theta}} \tag{96}$$

où les fonctions f_1 et g_1 sont données par:

$$f_1(r) = f_0 \exp\left[\mu_1 \int_{r_0}^{r} (\eta_1(u)/u)du\right] \tag{97}$$

Et

$$g_1(\theta) = \mu_1(\theta - \theta_0) \tag{98}$$

avec les constantes f_0, μ_1 et θ_0 , et $|\mu_1| \leq 1$.

De même, pour la conductivité polaire:

$$\eta_2(\theta) = \frac{r\dfrac{\partial f_2}{\partial r}}{f_2(r)\dfrac{\partial g_2}{\partial \theta}} \tag{99}$$

où les fonctions f_2 et g_2 sont données par:

$$f_2(r) = f_0(r/r_0)^{\mu_2} \tag{100}$$

$$g_2(\theta) = \mu_2 \int_{\theta_0}^{\theta} du/\eta_2(u) \tag{101}$$

A titre d'illustration, ces transformations trouvent leur expression la plus simple dans le cas particulier où le rapport η des conductivités est constant. Elles s'écrivent alors :

$$H : \begin{pmatrix} r \\ \theta \end{pmatrix}_{\Omega} \quad \begin{pmatrix} r' \\ \theta' \end{pmatrix}_{\omega} = \begin{pmatrix} f_H(r) = f_0\left(\dfrac{r}{r_0}\right)^{\mu} \\ g_H(\theta) = \dfrac{\mu}{\eta}(\theta - \theta_0) \end{pmatrix} \tag{102}$$

Où les constantes f_0, r_0, θ_0, μ et $|\eta/\mu|<1$ sont à fixer par l'utilisateur en fonction de l'application. Par ailleurs, dans le cas où l'objet Ω à masquer présente une conductivité isotrope, on a $\mu = \eta = 1$, ce qui simplifie encore le problème. La classe d'objets ω que l'on peut imiter est obtenue en inversant (42). Dans ce cas très particulier, les formes susceptibles d'être imitées sont rudimentaires, puisque la transformation est donnée par une puissance du rayon radial, complétée d'une rotation accélérée. Ainsi, une cape positionnée autour de l'objet Ω tracé en rouge Figure 141 permettra d'imiter, en dehors du cercle ∂E noir, les différents objets ω tracés en bleu. Ces derniers sont donnés ici pour différentes valeurs des paramètres de transformation détaillés dans la légende.

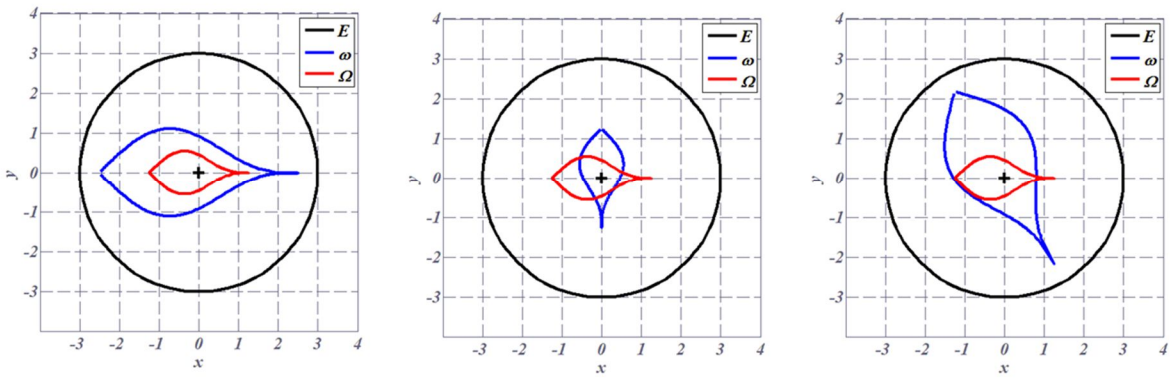

Figure 141 : Exemple de différents objets ω (en bleu) qu'il est possible de mimer avec le même objet Ω (en rouge) entouré d'un métamatériau. Les paramètres de transformation sont : (a) $\mu = 1$, $\eta = 1$, $r_0 = 2$, $f_0 = 1$ et $\theta_0 = 0$, (b) : $\mu = 1$, $\eta = 1$, $r_0 = 1$, $f_0 = 1$ et $\theta_0 = \pi/2$, (c) : $\mu = 1$, $\eta = 1$, $r_0 = 2$, $f_0 = 1$ et $\theta_0 = \pi/2$

A titre d'illustration, quelques exemples de synthèse de métamatériaux sont donnés Figure 142 à Figure 145. On considère ici les 2 objets Ω suivants :

- une ellipse de conductivité homogène isotrope égale à 4 (Figure 142-a, gauche)

- une autre forme (Figure 142-a, droite) obtenue par la transformation de cette ellipse en mettant son rayon polaire à la puissance $\mu = 3$

On définit ensuite le métamatériau à positionner autour de chacun de ces objets Ω_a et Ω_b afin qu'ils imitent le comportement d'un même objet ω qui est une ellipse horizontale de taille plus importante, telle qu'elle est définie Figure 143.

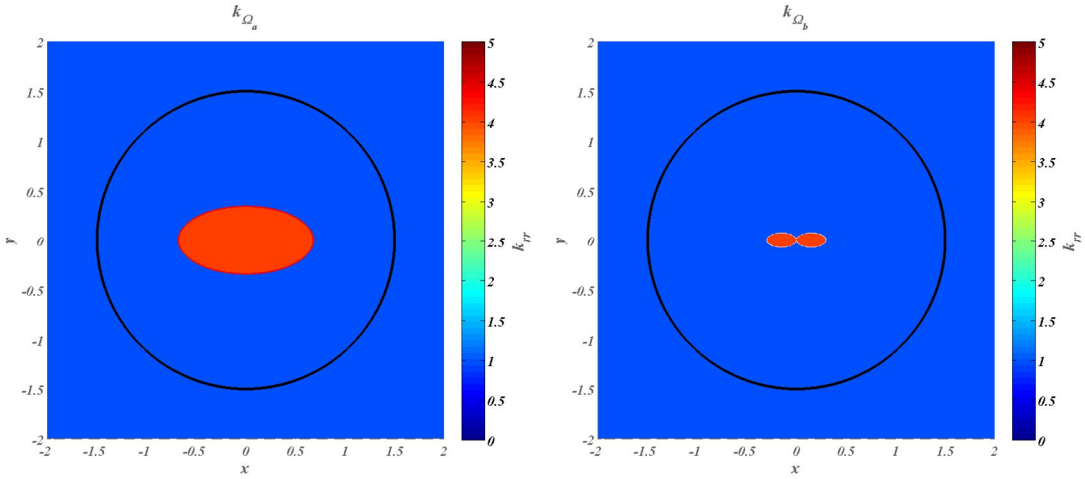

Figure 142 : Exemple de géométrie d'objets Ω_a et Ω_b que l'on souhaite masquer

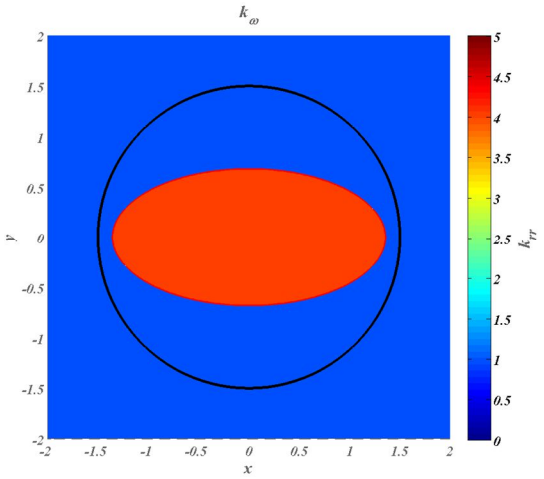

Figure 143 : Géométrie d'objets ω que l'on souhaite imiter à partir des objets présentés Figure 142 a et b

On donne ci-dessous les métamatériaux obtenus pour Ω_a et pour Ω_b. Les matrices de conductivité des capes étant hétérogènes anisotropes, elles sont caractérisées ici par 4 coefficients. On peut noter que la conductivité de l'objet Ω n'est cette fois modifiée dans aucun des cas. En d'autres termes, ces transformations maintiennent la conductivité de l'objet à camoufler, ce qui confère du pragmatisme à l'approche.

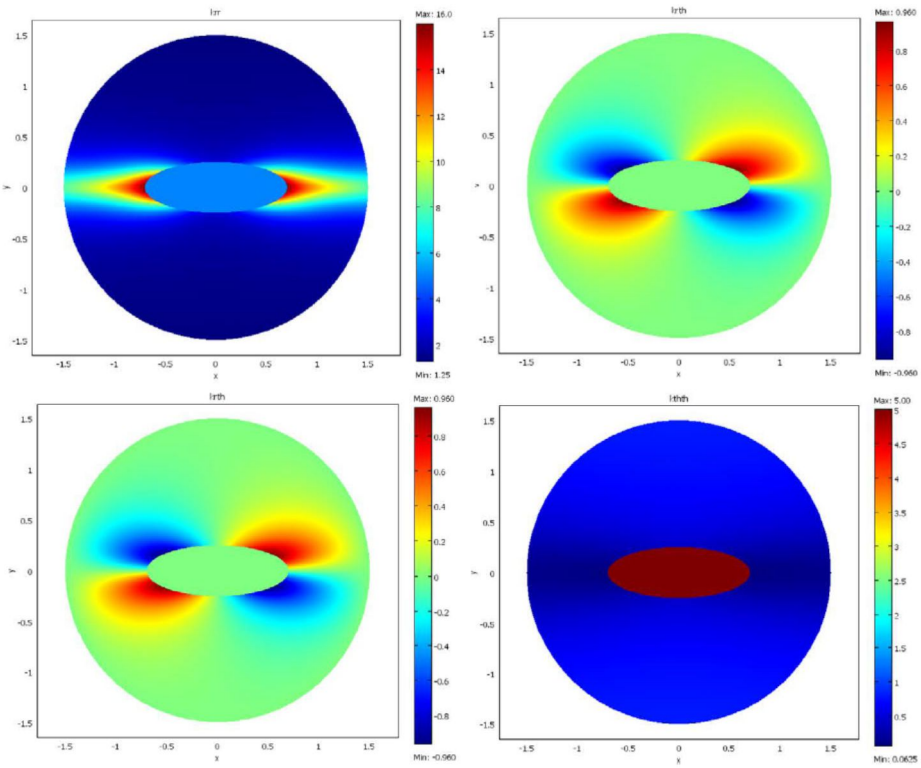

Figure 144 : Cartographies de la matrice de conductivité anisotrope du métamatériau obtenu par transformation inverse de l'objet $\Omega_{\square}$ pour mimer l'objet ω dans le cas où $\mu = 1$. La matrice est donnée en coordonnées polaires

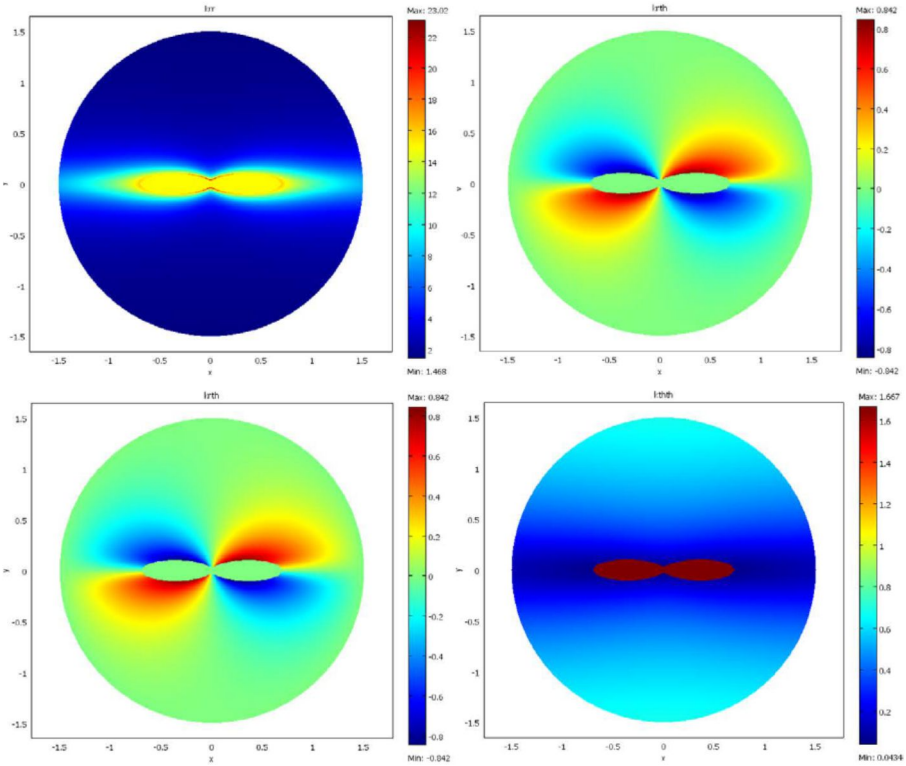

Figure 145 : Cartographies de la matrice de conductivité anisotrope du métamatériau obtenu par transformation inverse de l'objet Ω_b pour mimer l'objet ω dans le cas où $\mu = 3$. La matrice est donnée en coordonnées polaires

A ce stade, la synthèse des capes est opérationnelle, et il reste donc à s'intéresser à leurs performances en termes de modification des diagrammes de conduction thermique. On considère pour cela les écoulements de flux obtenus pour les objets à camoufler Ω_a et Ω_b tous deux entourés du métamatériau, que l'on compare à ceux de l'objet ω à imiter. Ils sont tracés dans le cas où la température est imposée à 1 sur la frontière en haut de l'image Figure 146. On peut constater que, bien que les isothermes et les flux thermiques soient considérablement modifiés à l'intérieur du domaine ∂E défini par le cercle noir, ces mêmes grandeurs présentent des diagrammes d'écoulement de flux identiques à ceux de l'objet ω à l'extérieur du domaine ∂E. La fonction de mimétisme est donc bien assurée.

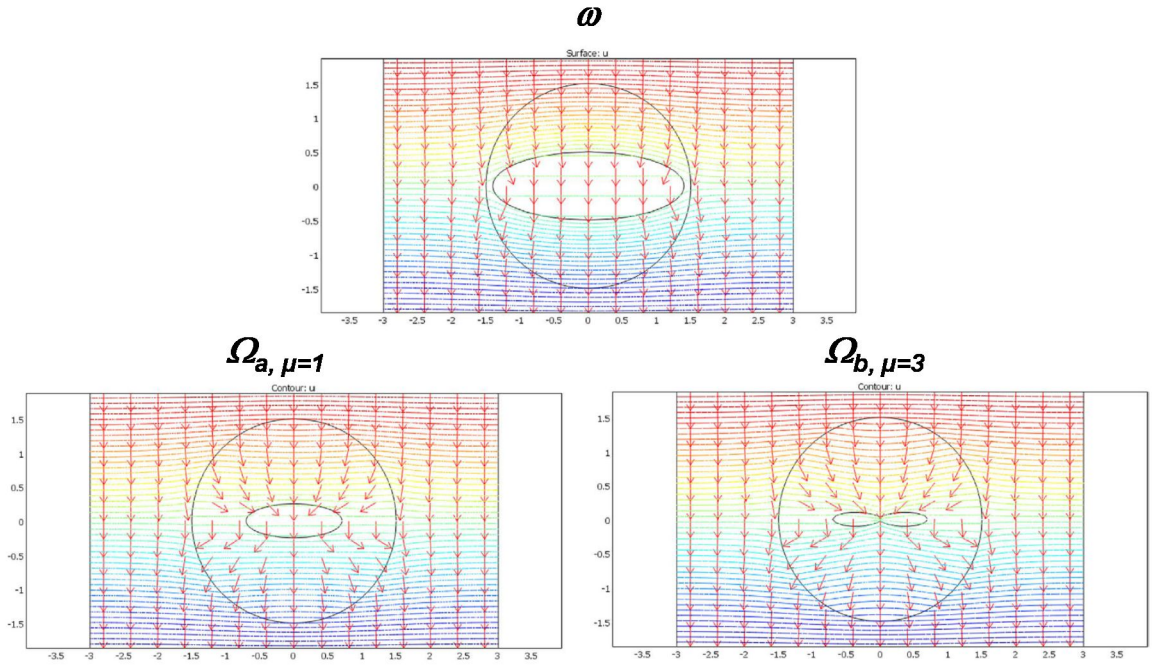

Figure 146 : Cartographies [181] de la répartition de température, isothermes et lignes de flux dans le cas de la cible de mimétisme (w), l'objet $\Omega_{\boxed{b}}$ du métamatériau (μ=1) et l'objet Ω_a entouré du métamatériau (μ=3)-

Enfin, pour validation nous avons également considéré le cas d'une rotation de l'objet. On en trouvera un exemple Figure 147 avec l'objet Ω_c , ellipse verticale, à laquelle on a appliqué la transformation (102), avec $r_0 = 2$, μ=1, $f_0 = 1$ et $\theta_0 = \pi/2$. On constate que, comme précédemment, les flux de chaleur ont tourné à l'intérieur de la frontière ∂E alors qu'ils sont identiques à ceux générés par l'objet ω (ellipse horizontale) à l'extérieur de la zone transformée.

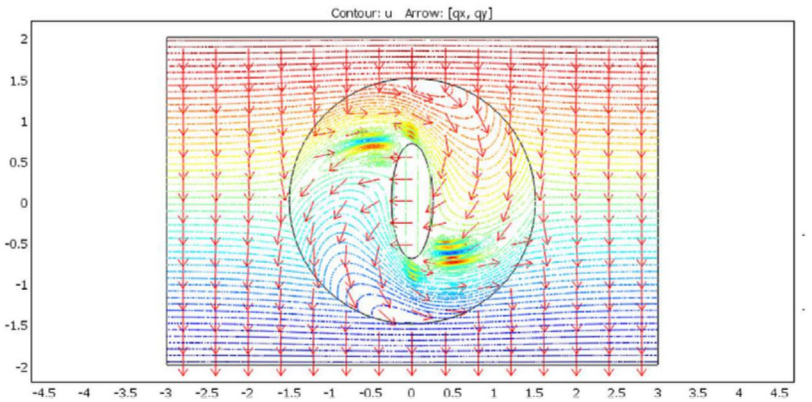

Figure 147 : Cartographies[182] de la répartition de température, isothermes et lignes de flux dans le cas d'une ellipse verticale mimant une ellipse horizontale

III. Conclusion

Ce thème des métamatériaux thermiques a généré une activité innovante au laboratoire, actuellement tournée vers le rayonnement thermique. Notre priorité concerne aujourd'hui les processus d'homogénéisation, une clé pour que devienne accessible la réalisation des métamatériaux requis. Plusieurs pistes sont actuellement explorées en collaboration avec Michel Bellieud, avec un effort qui porte essentiellement sur les mathématiques.

Au-delà de la modélisation, ces travaux nous ont parallèlement amenés à nous intéresser au rayonnement thermique des filtres interférentiels, pour d'autres applications dans la communauté des couches minces optiques. Nous prévoyons de mettre en œuvre rapidement une métrologie entièrement dédiée à l'analyse et l'utilisation de ce rayonnement, via l'extension de l'instrument SALSA. Le calendrier de cette mise en œuvre dépendra de notre succès aux différents appels à projet visés, dont l'ANR ASTRID. Il est également probable que le CNES nous soutienne sur cette activité. On remarquera ainsi que nos études sur les métamatériaux thermiques rejoignent spontanément nos travaux sur la diffusion et les couches minces optiques.

IV. Bilan quantitatif

D'un point de vue quantitatif, ce thème a conduit à la publication de 6 publications de rang A, 4 conférences invitées, 8 autres conférences internationales et 5 conférences nationales.

Nos activités ont bénéficié d'un projet Carnot Star (Invisitherm, 35 k€) en 2012, d'un projet ANR (INPACT, 200 k€) sur la période 2014-2018, et du financement de 2 thèses de doctorat : David Petiteau (2012-2015) (DGA/CNRS) et Ahmed Alwakil (2015-2018) (ANR INPACT).

Thèse soutenue :

David Petiteau- « Ingénierie de métamatériaux thermiques : transformations d'espace et techniques d'homogénéisation appliquées à l'équation de la chaleur » – soutenue le 16 octobre 2015

RICL(6) :

1. A. Alwakil, M. Zerrad, M. Bellieud, D. Veynante, F. Enguehard, et al.. Transformational fluctuation electrodynamics: application to thermal radiation illusion. Optics Express, Optical Society of America, 2017, 25 (15), selected for Editor's Pick

2. A. Alwakil, M. Zerrad, M. Bellieud, C. Amra. "Inverse heat mimicking of given objects." *Scientific Reports*, Nature Publishing Group, 2017, 7, pp.43288 7

3. C. Amra, D. Petiteau, M. Zerrad, S. Guenneau, G. Soriano, B. Gralak, M. Bellieud, D. Veynante, N. Rolland, "Analogies between optical propagation and heat diffusion: applications to microcavities, gratings and cloaks", Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, Royal Society, The, 2015, 471, pp.20150143

4. S. Guenneau, D. Petiteau, M. Zerrad, C. Amra, T. Puvirajesinghe, "Transformed Fourier and Fick equations for the control of heat and mass diffusion" AIP Advances, 5, 053404 (2015), DOI:http://dx.doi.org/10.1063/1.4917492

5. D. Petiteau , S. Guenneau , M. Bellieud, M. Zerrad and C. Amra "Spectral Efficiency of Engineered Thermal Cloaks in the Frequency Regime" Scientific Reports, Nature Publishing Group, 4,7386, (2014)

6. S. Guenneau, D. Petiteau, M. Zerrad, and C. Amra, "Bicephalous transformed media: concentrator versus rotator and cloak versus superscatterer," Opt. Express 22, 23614-23619 (2014)

Conférences invitées :

1. A. Alwakil, M. Zerrad, M. Bellieud, D. Veynante, F. Enguehard, N. Rolland, S. Volz and C. Amra "Mimetism of Thermal Radiation" ,Nanosmat Asia, Hong Kong, 2017

2. C. Amra, M. Bellieud, A. Alwakil, M. Zerrad, D. Petiteau, et al.. Heat flow with thermal metamaterials. Spectral Theory of Novel Materials, Apr 2016, Marseille, France. 2016.

3. D. Petiteau, S. Guenneau, M. Bellieud, M. Zerrad, C. Amra, "Spectral Effectiveness of Engineered Thermal Devices In The Frequency Regime", META 2015 New York 2015

4. S. Guenneau, C. Amra , M. Zerrad and D. Veynante, « Transformation thermodynamics: playing with fire', invited paper META2012

Partie V :

Bilan et Perspectives

Les travaux présentés dans ce document sont le résultat de 10 années de recherche en optique et photonique. Nous avons déjà donné un bilan quantitatif de chaque activité dans les chapitres précédents; il est présenté de manière synthétique et globale dans le tableau ci-dessous.

Table 1 : bilan quantitatif synthétique de l'ensemble des travaux de recherche sur la période 2007-2017

Activité	Diffusion lumineuse et filtres interférentiels complexes	Polarisation en milieu désordonné	Structures planaires multi-diélectriques pour une exaltation géante du champ électromagnétique	Métamatériaux thermiques	Autres (endommagement laser, collaborations …)	Total
Année de début	2004	2007	2009	2012		
co-directions de thèses soutenues	Simona Liukaityte (DGA)	Jacques Sorrentini (PACA/BDI) Ayman Ghabbach (ANR TraMEL)	Césaire N'diaye (ANR SEEC)	David Petiteau (CNRS/DGA)		5
co-directions de thèses en cours	Cyndie Poulin (CIFRE T-Waves Technologies) Riccardo Catalano (AMIDEX - COFUND)	Quentin Ailloud (CNES/PACA) Yannick Abautret (ANR OptiPAG)	Dikai Niu (CIFRE PSA Groupe)	Ahmed Alwakil (ANR INPACT)		4
RICL	13	17	7	6	8	51
Brevets	2	2	5			9
Conférences invitées	11	4	8	4		27
Conférences internationales	32	25	12	8	17	94
Conférences nationales	24	29	3	5	6	67
Projets académiques en tant que porteur	DIFFUSIF (PACA-2012), MILPIXEL(CNRS-MI-2012), SATT Sud Est (2016)					
Contrats de recherche en tant que porteur	R&T CNES (2012, 2016 et 2017), une quinzaine de contrats industriels (CILAS, SODERN, ESA, SGR, Thales…)	2 R&T CNES, contrat de recherche PSA	CIFRE PSA, Campus France		PEPS	
Projets académiques en tant qu'acteur	Nanoref (ANR 2007-2010)	ANR OptiPAG	SEEC (ANR 2007-2011), EXOG (PACA-2013), AAP interne IF (2015 et 2017)	INVISITHERM (CARNOT STAR 2012), INPACT (ANR 2013-2017)	FESTIC (ANR - 2007-2011)	
Budget RH hors projets en tant que responsable	220 k€	110 k€	110k€	110 k€		550 k€
Budget fonds propres à gestion pleine	500 k€	500 k€	320 k€	230 k€		1,55 M€
Collaborations	CNES, CILAS, RCMO, DGA, SATT Sud Est, EADS Sodern, ILM, T-Waves Technologies, Fraunhofer IENA,GREYC, LIGO, VIRGO, TFSI, Viavi solutions, CEREGE, CEA, thales, Gravitational-Wave Physics and Astronomy Center, Laboratoire Astroparticule et Cosmologie …	ONERA Dota, PhyTI, CNES, PSA Peugeot Citroen	IMMM, RCMO, CINAM,City University of Hong Kong, université de Dakar	EM2C, IEMN, LMGC, UMI CINTRA	ILM, Laser Research Center Vilnius University	

La grande majorité de ces activités découle de l'étude des phénomènes de diffusion lumineuse en lien étroit avec les couches minces optiques, activité qui s'est parallèlement étendue aux milieux fortement désordonnés. Par ailleurs, le savoir-faire acquis sur la modélisation et la synthèse de structures multi-diélectriques s'est naturellement tourné vers la synthèse de composants résonnants. Les évolutions thématiques se font faites au cours du temps en fonction de l'actualité

scientifique internationale, des rencontres et des collaborations, des besoins scientifiques, des constats expérimentaux, théoriques ou numériques à expliquer …. Elles ont permis de construire une activité aujourd'hui solide, dont les briques sont les différents savoir-faire et connaissances acquis pour répondre à chaque nouvelle question. Les différentes activités sont intrinsèquement liées, elles s'alimentent et s'enrichissent mutuellement, comme en témoignent les perspectives résumées ci-dessous :

Les travaux sur la métrologie et la modélisation des phénomènes de diffusion lumineuse dans les composants optiques seront poursuivis dans la continuité directe du travail déjà réalisé. Nous bénéficions pour cela du support du CNES et de différents industriels. Des collaborations avec le LAPC sont également initiées pour étendre ces études au cas particulier des miroirs des ondes gravitationnelles. Enfin, nous avons répondu à plusieurs appels à projets en vue de bénéficier du support de la DGA, de l'ANR ou d'autres entités pour étendre le banc SALSA à l'UV et au moyen IR, ce qui ne manquera pas de donner encore plus d'ampleur à notre plateforme DIFFUSIF.

Côté innovation, les travaux en cours avec le support de la SATT/AMU pour la valorisation d'une instrumentation innovante tout public seront poursuivis. Les nouveaux projets d'instruments originaux (2 brevets) pour une diffusion « blanche instantanée » et pour la reconstruction de topographie de surfaces devraient trouver une nette valeur ajoutée dans le cadre d'un partenariat avec le GREYC (projet ANR First soumis en 2016 et 2017).

D'autres ouvertures sont par ailleurs déjà initiées comme:

- ✓ l'extension des modèles et de la métrologie aux ondes THz dans le cadre d'un partenariat avec T-Waves Technologies qui finance la thèse de C. Poulin (2016-2019) que je co-encadre avec Hassan Akouhayri et Meriam Triki (T-waves)
- ✓ l'analyse des propriétés optiques de différents types de nano-poudres cosmétiques conçues pour minimiser le risque de contamination de l'environnement. Ce travail sera l'objet de la thèse de Riccardo Catalano (2017-2020) que je co-encadre avec Jérome Labille du Cérege dans le cadre d'un projet Amidex/ Doc2AMU.
- ✓ La construction d'un nouvel instrument ambitieux dérivé de SALSA, pour mesurer le rayonnement thermique des filtres interférentiels. Ces développements seront effectués dans la continuité des travaux obtenus dans le cadre des métamatériaux thermiques et du mimétisme qu'ils permettent de réaliser. Des demandes de financement sont en cours à ce sujet (AMIDEX, ASTRID,…).

Parallèlement à cela, les études sur le comportement polarimétrique de la lumière diffusée par les milieux fortement désordonnés vont se poursuivre. Les premiers travaux porteront sur l'analyse spectroscopique des différents phénomènes. Un intérêt particulier sera ensuite porté à l'ingénierie du désordre pour compléter les travaux déjà entamés avec le CNES sur la synthèse de dépolariseurs spéculaires dans le cadre de la thèse de Quentin Ailloud (2015-2018) que je co-encadre avec C. Amra.

Le travail de fond initié sur la prise en compte des modes propres d'une structure pour la synthèse de composants résonants sera poursuivi et étendu à la synthèse des dépolariseurs spéculaires. Il sera également utilisé pour travailler au contrôle des lobes de diffusion aux grands angles qui sont régis par les mêmes phénomènes. Les structures à exaltations géantes seront par ailleurs développées en vue d'une application de type « capteurs à gaz ultrasensibles » dans le cadre de l'Open-Lab

Automotive Motion Lab avec en particulier le financement de la thèse CIFRE de Dikai Niu (oct 2017-2020) que je co-encadre avec Aude Lereu.

Dans le cadre du projet ANR OptiPag qui vient d'être labellisé (2017-2021), et dont je suis le coordinateur pour l'Institut Fresnel, une activité de photonique pour le végétal, nouvelle à l'Institut Fresnel, verra le jour dès les prochains mois. Ce projet vise à mettre en œuvre une nouvelle génération d'outils optiques pour une agriculture de précision. D'un point de vue scientifique, nos travaux dans cette activité s'appuieront sur le savoir-faire en termes de métrologie et modélisation de la lumière diffuse, de synthèse et de problèmes inverses en couches minces optiques, les feuilles étant des milieux stratifiés diffusants. Ils seront également l'occasion d'étendre SALSA à l'UV et d'étendre les travaux portant sur les signatures statistiques et polarimétriques de la lumière diffuse à la fluorescence induite. La thèse de Yannick Abautret (nov 2017-2020) que je co-encadre avec Ryad Bendoula s'inscrit dans le cadre de ce projet.

Enfin, les travaux sur les métamatériaux thermiques seront étendus au-delà des phénomènes de conduction, soit au rayonnement thermique. Les études déjà réalisées sur le mimétisme seront complétées par la réalisation de prototype en collaboration avec l'IEMN et CINTRA. Des supports financiers ont été demandés en ce sens à la DGA et la fondation AMIdex.

On notera que la grande majorité des perspectives proposées dans cette partie bénéficie déjà du support de nos partenaires et permet donc de définir avec pragmatisme une politique scientifique à 5 ans.

Références

[1] “Plateforme DIFFUSIF.”, <http://www.fresnel.fr/diffusif>.
[2] Gallais, L., Mangote, B., Zerrad, M., Commandre, M., Melnikaitis, A., Mirauskas, J., Jeskevic, M. and Sirutkaitis, V., “Laser-induced damage of hafnia coatings as a function of pulse duration in the femtosecond to nanosecond range,” Appl. Opt. **50**(9), C178–C187 (2011).
[3] Mangote, B., Gallais, L., Zerrad, M., Lemarchand, F., Gao, L. H., Commandre, M. and Lequime, M., “A high accuracy femto-/picosecond laser damage test facility dedicated to the study of optical thin films,” Rev. Sci. Instrum. **83**, 013109 (2012).
[4] Melnikaitis, A., Tolenis, T., Mazule, L., Mirauskas, J., Sirutkaitis, V., Mangote, B., Fu, X., Zerrad, M., Gallais, L., Commandre, M., Kicas, S. and Drazdys, R., “Characterization of zirconia– and niobia–silica mixture coatings produced by ion-beam sputtering,” Appl. Opt. **50**(9), C188–C196 (2011).
[5] Amra, C., Albrand, G. and Roche, P., “Theory and application of antiscattering single layers: antiscattering antireflection coatings,” Appl. Opt. **25**(16), 2695–2702 (1986).
[6] Amra, C., Roche, P. and Pelletier, E., “Interface roughness cross-correlation laws deduced from scattering diagram measurements on optical multilayers: effect of the material grain size,” J. Opt. Soc. Am. B **4**(7), 1087–1093 (1987).
[7] Amra, C., Grezes-Besset, C., Roche, P. and Pelletier, E., “Description of a scattering apparatus: application to the problems of characterization of opaque surfaces,” Appl. Opt. **28**(14), 2723–2730 (1989).
[8] Amra, C., Apfel, J. H. and Pelletier, E., “Role of interface correlation in light scattering by a multiplayer,” Appl. Opt. **31**(16), 3134–3151 (1992).
[9] Amra, C., “First-order vector theory of bulk scattering in optical multilayers,” J. Opt. Soc. Am. A **10**(2), 365–374 (1993).
[10] Amra, C., “From light scattering to the microstructure of thin-filmmultilayers,” Appl. Opt. **32**(28), 5481–5491 (1993).
[11] Amra, C., Grezes-Besset, C. and Bruel, L., “Comparison of surface and bulk scattering in optical multilayers,” Appl. Opt. **32**(28), 5492–5503 (1993).
[12] Amra, C., “Light scattering from multilayer optics. II. Application to experiment,” J. Opt. Soc. Am. A **11**(1), 211–226 (1994).
[13] Amra, C., “Light scattering from multilayer optics. I. Tools of investigation,” J. Opt. Soc. Am. A **11**(1), 197–210 (1994).
[14] Amra, C., Torricini, D. and Roche, P., “Multiwavelength (0.45?10.6 ?m) angle-resolved scatterometer or how to extend the optical window,” Appl. Opt. **32**(28), 5462–5474 (1993).
[15] Elson, J. M. and Bennett, J. M., “Relation between the angular dependence of scattering and the statistical properties of optical surfaces,” J. Opt. Soc. Am. **69**(1), 31 (1979).
[16] Harvey, J. E., Choi, N., Krywonos, A. and Marcen, J. G., “Calculating BRDFs from surface PSDs for moderately rough optical surfaces,” 20 August 2009, 74260I.
[17] Giovannini, H. and Amra, C., “Scattering–reduction effect with overcoated rough surfaces: theory and experiment,” Appl. Opt. **36**(22), 5574 (1997).
[18] Lequime, M., Zerrad, M., Deumie, C. and Amra, C., “A goniometric light scattering instrument with high-resolution imaging,” Opt. Commun. **282**, 1265–1273 (2009).
[19] Zerrad, M., Lequime, M. and Amra, C., “Far-field spatially angle-resolved scattering measurements: practical way to recover surface topography,” Opt. Eng. **53**, 092012 (2014).
[20] Zerrad, M., Lequime, M. and Amra, C., “Spatially resolved surface topography retrieved from far-field intensity scattering measurements,” Appl. Opt., A297–A304 (2014).
[21] Zerrad, M. and Lequime, M., “Instantaneous spatially resolved acquisition of polarimetric and angular scattering properties in optical coatings,” Appl. Opt., C217–C221 (2010).
[22] Zerrad, M., Lequime, M., Deumie, C. and Amra, C., “A goniometric instrument for a spatially resolved scattering and polarimetric characterisation of optical coatings,” Opt. Interf. Coat., Tucson, United States (2010).
[23] Zerrad, M., Lequime, M., Deumie, C. and Amra, C., “CCD-ARS set-up: a comprehensive and fast high sensitivity characterisation tool for optical components,” Opt. Micro-

Nanometrology **7718**, W. O. C. Gorecki A. K.Asundi, Ed., 77189, SPIE, Brussels, Belgium (2010).

[24] Grezes-Besset, C., Krol, H., Chauveau, G., Stojcevski, D., Bondet De La Bernardie, C., Zerrad, M., Liukaityte, S., Lequime, M., Amra, C., Etcheto, P., Savin De Larclause, I. and Tatat, M., "Absorbing Coating in Magnetron Sputtering for Parasitic Light Reduction," Int. Conf. Space Opt., Tenerife, Spain (2014).

[25] Zerrad, M., Deumie, C., Lequime, M. and Amra, C., "An alternative scattering method to characterize surface roughness from transparent substrates," Opt. Express **15**(15), 9222–9231 (2007).

[26] Amra, C. and Maure, S., "Electromagnetic power provided by sources within multilayer optics: free-space and modal patterns," J. Opt. Soc. Am. A **14**(11), 3102–3113 (1997).

[27] Amra, C., Deumie, C. and Gilbert, O., "Elimination of polarized light scattered by surface roughness or bulk heterogeneity," Opt. Express **13**(26), 10854–10864 (2005).

[28] Zerrad, M., Lequime, M. and Amra, C., "Multimodal scattering facilities and modelization tools for a comprehensive investigation of optical coatings," Opt. Syst. Des. 2011 **8169**, 81690K, SPIE, Marseille, France (2011).

[29] von Finck, A., Herffurth, T., Schroder, S., Duparre, A. and Sinzinger, S., "Characterization of optical coatings using a multisource table-top scatterometer," Appl. Opt. **53**(4), A259–A269 (2014).

[30] Church, E. L., Jenkinson, H. A. and Zavada, J. M., "MEASUREMENT OF FINISH OF DIAMOND-TURNED METAL-SURFACES BY DIFFERENTIAL LIGHT-SCATTERING," Opt. Eng. **16**(4), 360–374 (1977).

[31] Lequime, M., Abel, L. and Deumie, C., "Colorimetric properties of the light scattered by various objects," 2003, St Etienne, FRANCE, 271–277.

[32] Dupuis, G., Elias, M. and Simono, S., [Pigment identification by fiber-optics diffuse reflectance spectroscopy], Appl. Spectrosc (2002).

[33] SMS., "CASI scatterometer."

[34] STIL., "Scatterometer reflet," <http://www.stilsa.com/FR/prod/reflet/reflet_scat.htm>.

[35] Liukaityte, S., "Nouvelle métrologie large bande à grande dynamique pour la mesure des flux transmis, réfléchis et diffusés par des filtres optiques à hautes performances / Innovative broad-spectrum width and wide dynamic range instrument for measurements of reflected, transmitted and scattered flux by complex optical coatings," Thèse de doctorat (2016).

[36] Erdogan, T. and Mizrahi, V., "Molecular spectroscopy workbench - Thin-film filters for Raman spectroscopy," Spectroscopy **19**(12), 113–116 (2004).

[37] Zhang, Z. M., Hanssen, L. M. and Datla, R. U., "HIGH-OPTICAL-DENSITY OUT-OF-BAND SPECTRAL TRANSMITTANCE MEASUREMENTS OF BANDPASS-FILTERS," Opt. Lett. **20**(9), 1077–1079 (1995).

[38] Zhang, Z. M., Gentile, T. R., Migdall, A. L. and Datla, R. U., "Transmittance measurements for filters of optical density between one and ten," Appl. Opt. **36**(34), 8889–8895 (1997).

[39] Ziter, M., Carver, G., Locknar, S., Upton, T. and Johnson, B., "Laser-based assessment of optical interference filters with sharp spectral edges and high optical density," Surf. Coat. Technol. **241**, 54–58 (2014).

[40] Liukaityte, S., Lequime, M., Zerrad, M., Begou, T. and Amra, C., "Broadband spectral transmittance measurements of complex thin-film filters with optical densities of up to 12," Opt. Lett. **40**(14), 3225–3228 (2015).

[41] Lequime, M., Liukaityte, S., Zerrad, M. and Amra, C., "Ultra-wide-range measurements of thin-film filter optical density over the visible and near-infrared spectrum," Opt. Express **23**(20), 26863–26878 (2015).

[42] Zerrad, M., Liukaityte, S., Lequime, M. and Amra, C., "Light scattered by optical coatings: numerical predictions and comparison to experiment for a global analysis," Appl. Opt. **55**(34), 9680 (2016).

[43] Vander-Hyde, D., Amra, C., Lequime, M., Magaña-Sandoval, F., Smith, J. R. and Zerrad, M., “Optical scatter of quantum noise filter cavity optics,” Class. Quantum Gravity (2015).

[44] Amra, C., Zerrad, M. and Lequime, M., “Diffusomètre sans mouvement,” Brevet ICG30205 FR (2015).

[45] Zerrad, M., Amra, C. and Lequime, M., “Appareil et procédé de mesure d’un état de surface ou de volume d’un objet par diffusion en champ lointain,” Brevet FR1654500 (2016).

[46] FREUND, I., “LOOKING THROUGH WALLS AND AROUND CORNERS,” Phys. A **168**(1), 49–65 (1990).

[47] Katz, O., Small, E., Guan, Y. and Silberberg, Y., “Noninvasive nonlinear focusing and imaging through strongly scattering turbid layers,” Optica **1**(3), 170–174 (2014).

[48] Pierrat, R., Vandenbem, C., Fink, M. and Carminati, R., “Subwavelength focusing inside an open disordered medium by time reversal at a single point antenna,” Phys. Rev. A **87**(4), 041801 (2013).

[49] Berrocal, E., Meglinski, I. and Jermy, M., “New model for light propagation in highly inhomogeneous polydisperse turbid media with applications in spray diagnostics,” Opt. Express **13**(23), 9181–9195 (2005).

[50] Katz, O., Small, E. and Silberberg, Y., “Looking around corners and through thin turbid layers in real time with scattered incoherent light,” Nat. Photonics **6**(8), 549–553 (2012).

[51] Bancelin, S., Nazac, A., Ibrahim, B. H., Dokladal, P., Decenciere, E., Teig, B., Haddad, H., Fernandez, H., Schanne-Klein, M.-C. and De Martino, A., “Determination of collagen fiber orientation in histological slides using Mueller microscopy and validation by second harmonic generation imaging,” Opt. Express **22**(19), 22561–22574 (2014).

[52] Chaigne, T., Katz, O., Boccara, A. C., Fink, M., Bossy, E. and Gigan, S., “Controlling light in scattering media non-invasively using the photoacoustic transmission matrix,” Nat. Photonics **8**(1), 59–65 (2014).

[53] Chaigne, T., Gateau, J., Katz, O., Bossy, E. and Gigan, S., “Light focusing and two-dimensional imaging through scattering media using the photoacoustic transmission matrix with an ultrasound array,” Opt. Lett. **39**(9), 2664–2667 (2014).

[54] Badon, A., Li, D., Lerosey, G., Boccara, A. C., Fink, M. and Aubry, A., “Spatio-temporal imaging of light transport in highly scattering media under white light illumination,” Optica **3**(11), 1160–1166 (2016).

[55] Goudail, F., “Comparison of maximal achievable contrast in scalar, Stokes, and Mueller images,” Opt. Lett. **35**(15), 2600–2602 (2010).

[56] Alonso, M. A., Korotkova, O. and Wolf, E., “Propagation of the electric correlation matrix and the van Cittert–Zernike theorem for random electromagnetic fields,” J. Mod. Opt. **53**(7), 969–978 (2006).

[57] Angelsky, O. V., Ushenko, A. G., Ushenko, Y. A., Ushenko, Y. G., Tomka, Y. Y. and Pishak, V. P., “Polarization-correlation mapping of biological tissue coherent images,” J. Biomed. Opt. **10**(6), 064025 (2005).

[58] Chang, P. C. Y., Flitton, J. C., Hopcraft, K. I., Jakeman, E., Jordan, D. L. and Walker, J. G., “Improving visibility depth in passive underwater imaging by use of polarization,” Appl. Opt. **42**(15), 2794 (2003).

[59] Beniere, A., Goudail, F., Dolfi, D. and Alouini, M., “Target detection in active polarization images perturbed with additive noise and illumination nonuniformity,” J. Opt. Soc. Am. -Opt. Image Sci. Vis. **26**(7), 1678–1686 (2009).

[60] Chatelain, F., Tourneret, J.-Y., Roche, M. and Alouini, M., “Estimating the polarization degree of polarimetric images in coherent illumination using maximum likelihood methods,” J. Opt. Soc. Am. -Opt. Image Sci. Vis. **26**(6), 1348–1359 (2009).

[61] Richert, M., Orlik, X. and De Martino, A., “Adapted polarization state contrast image,” Opt. Express **17**(16), 14199–14210 (2009).

[62] Fanjul-Velez, F., Ortega-Quijano, N. and Luis Arce-Diego, J., “Polarimetry group theory analysis in biological tissue phantoms by Mueller coherency matrix,” Opt. Commun. **283**(22), 4525–4530 (2010).
[63] Martin, W. E., Hesse, E., Hough, J. H., Sparks, W. B., Cockell, C. S., Ulanowski, Z., Germer, T. A. and Kaye, P. H., “Polarized optical scattering signatures from biological materials,” J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. **111**(16), 2444–2459 (2010).
[64] Anna, G., Goudail, F. and Dolfi, D., “Polarimetric target detection in the presence of spatially fluctuating Mueller matrices,” Opt. Lett. **36**(23), 4590–4592 (2011).
[65] Sedarsky, D., Berrocal, E. and Linne, M., “Quantitative image contrast enhancement in time-gated transillumination of scattering media,” Opt. Express **19**(3), 1866 (2011).
[66] Upadhyay, D., Mondal, S., Lacot, E. and Orlik, X., “Full analytical solution of adapted polarisation state contrast imaging,” Opt. Express **19**(25), 25188–25198 (2011).
[67] Anna, G., Goudail, F. and Dolfi, D., “General state contrast imaging: an optimized polarimetric imaging modality insensitive to spatial intensity fluctuations,” J. Opt. Soc. Am. - Opt. Image Sci. Vis. **29**(6), 892–900 (2012).
[68] Goudail, F. and Beniere, A., “Optimization of the contrast in polarimetric scalar images,” Opt. Lett. **34**(9), 1471–1473 (2009).
[69] Miller, D. A. and Dereniak, E. L., “Selective polarization imager for contrast enhancements in remote scattering media,” Appl. Opt. **51**(18), 4092 (2012).
[70] Dubreuil, M., Delrot, P., Leonard, I., Alfalou, A., Brosseau, C. and Dogariu, A., “Exploring underwater target detection by imaging polarimetry and correlation techniques,” Appl. Opt. **52**(5), 997–1005 (2013).
[71] Panigrahi, S., Fade, J. and Alouini, M., “Adaptive polarimetric image representation for contrast optimization of a polarized beacon through fog,” J. Opt. **17**(6), 065703 (2015).
[72] Vizet, J., Brevier, J., Desroches, J., Barthelemy, A., Louradour, F. and Pagnoux, D., “One shot endoscopic polarization measurement device based on a spectrally encoded polarization states generator,” Opt. Express **23**(12), 16439–16448 (2015).
[73] Goodman, J. W., [Speckle Phenomena in Optics: Theory and Applications], Roberts and Company Publishers (2007).
[74] Sorrentini, J., Zerrad, M. and Amra, C., “Statistical signatures of random media and their correlation to polarization properties,” Opt. Lett. **34**(16), 2429–2431 (2009).
[75] Zerrad, M., Soriano, G. and Amra, C., “Gamma speckle,” Brevet ICG30195 FR (2015).
[76] Amra, C., Sorrentini, J., Arnaud, L., Zerrad, M., Tchamitchian, P., Da Silva, A., Georges, G. and Deumie, C., “Angle-Resolved Ellipsometric Data for Selective Imaging in Scattering Media,” Eur. Conf. Biomed. Opt. ECBO **7369**, 736910, Munich, Germany (2009).
[77] Zerrad, M., Sorrentini, J., Soriano, G. and Amra, C., “Gradual loss of polarization in light scattered from rough surfaces: Electromagnetic prediction,” Opt Express **18**(15), 15832–15843 (2010).
[78] Zerrad, M., Sorrentini, J., Soriano, G. and Amra, C., “Multiscale spatial depolarization of light: electromagnetism and statistical optics,” 2011, Proceedings of SPIE.
[79] Zerrad, M., Tortel, H., Soriano, G., Ghabbach, A. and Amra, C., “Spatial depolarization of light from the bulks: electromagnetic prediction,” Opt. Express **23**(7), 8246–8260 (2015).
[80] Sorrentini, J., Zerrad, M., Soriano, G. and Amra, C., “Enpolarization of light by scattering media,” Opt Express **19**(22), 21313–21320 (2011).
[81] Sorrentini, J., “Analyse du comportement polarimétrique de la lumière diffusée : approches multi-échelle, électromagnétique et statistique” (2010).
[82] Réfrégier, P., Zerrad, M. and Amra, C., “Coherence and polarization properties in speckle of totally depolarized light scattered by totally depolarizing media,” Opt. Lett. **37**(11), 2055–2057 (2012).
[83] Zerrad, M., Soriano, G., Ghabbach, A. and Amra, C., “Light enpolarization by disordered media under partial polarized illumination: The role of cross-scattering coefficients,” Opt. Express **21**, 2787–2794 (2013).

[84] Ghabbach, A., Zerrad, M., Soriano, G. and Amra, C., “Accurate metrology of polarization curves measured at the speckle size of visible light scattering,” Opt Express **22**, 14594–14609 (2014).
[85] Ghabbach, A., Zerrad, M., Soriano, G., Liukaityte, S. and Amra, C., “Depolarization and enpolarization DOP histograms measured for surface and bulk speckle patterns,” Opt Express **22**, 21427–21440 (2014).
[86] Ghabbach, A., “Métrologie de la polarisation de la lumière à l’échelle du grain de speckle : histogrammes du degré de polarisation, dépolarisation spatiale et repolarisation temporelle,” Thèse de doctorat (2014).
[87] Soriano, G., Zerrad, M. and Amra, C., “Enpolarization and depolarization of light scattered from chromatic complex media,” Opt. Express, pp12603-12613 (2014).
[88] Zerrad, M. and Amra, C., “Dépolariseurs spéculaires parfaits,” brevet FR1454923 (2014).
[89] Zerrad, M., Luitot, C., Berthon, J. and Amra, C., “Optical systems for controlled specular depolarization,” Opt. Lett. **39**(24), 6919–6922 (2014).
[90] KRIEGER, W. and TOSCHEK, P., “SELF-INDUCED TRANSPARENCY ON 1.15-MU-M LINE OF NEON,” Phys. Rev. A **11**(1), 276–279 (1975).
[91] Lou, L., Boyer, D., Bertrand-Chadeyron, G., Bernstein, E., Mahiou, R. and Mugnier, J., “Sol-gel waveguide thin film of YBO3: preparation and characterization,” Opt. Mater. **15**(1), 1–6 (2000).
[92] Monneret, S., Huguet-Chantome, P. and Flory, F., “m-lines technique: prism coupling measurement and discussion of accuracy for homogeneous waveguides,” J. Opt. -Pure Appl. Opt. **2**(3), 188–195 (2000).
[93] Augusciuk, E. and Roszko, M., “Application of planar monomode waveguides to determine parameters of thin active layers used in waveguide sensors,” Opt. Appl. **31**(2), 377–383 (2001).
[94] Alonso, M. A., Korotkova, O. and Wolf, E., “Propagation of the electric correlation matrix and the van Cittert-Zernike theorem for random electromagnetic fields,” J. Mod. Opt. **53**(7), 969–978 (2006).
[95] Wood, T., Brissonneau, V., Brueckner, J.-B., Berginc, G., Flory, F., Le Rouzo, J. and Escoubas, L., “Optical measurement of exposure depth and refractive index in positive photoresists,” Opt. Commun. **291**, 184–192 (2013).
[96] Raether, H., [Surface plasmons: on smooth and rough surfaces and on gratings], Springer, Berlin (1988).
[97] Kawata, S., [Near-field optics and surface plasmon polaritons], Springer, New York (2001).
[98] Maier, S. A., [Plasmonics: fundamentals and applications], Springer, New York (2007).
[99] de Mol, N. J. and Fischer, M. J. E., “Surface Plasmon Resonance: A General Introduction,” [Surface Plasmon Resonance], N. J. Mol and M. J. E. Fischer, Eds., Humana Press, Totowa, NJ, 1–14 (2010).
[100] Shukla, S., Prasad, S. and Singh, V., “Properties of surface modes in one dimensional plasma photonic crystals,” Phys. Plasmas **22**(2), 022122 (2015).
[101] Ashby, N. and Miller, S. C., “Interference theory of reflection from multilayered media,” J. Opt. Soc. Am. **67**(4), 448 (1977).
[102] Yariv, A. and Yeh, P., “Electromagnetic propagation in periodic stratified media II Birefringence, phase matching, and x-ray lasers *,” J. Opt. Soc. Am. **67**(4), 438 (1977).
[103] Yeh, P., Yariv, A. and Hong, C.-S., “Electromagnetic propagation in periodic stratified media I General theory*,” J. Opt. Soc. Am. **67**(4), 423 (1977).
[104] Ng, W., Yeh, P., Chen, P. C. and Yariv, A., “Optical surface waves in periodic layered medium grown by liquid phase epitaxy,” Appl. Phys. Lett. **32**(6), 370–371 (1978).
[105] Ramos-Mendieta, F. and Halevi, P., “Electromagnetic surface modes of a dielectric superlattice: the supercell method,” J. Opt. Soc. Am. B **14**(2), 370 (1997).
[106] Robertson, W. M. and May, M. S., “Surface electromagnetic wave excitation on one-dimensional photonic band-gap arrays,” Appl. Phys. Lett. **74**(13), 1800–1802 (1999).

[107] Mehrany, K., Khorasani, S. and Rashidian, B., “Novel optical devices based on surface wave excitation at conducting interfaces,” Semicond. Sci. Technol. **18**(6), 582–588 (2003).
[108] Martorell, J., Sprung, D. W. L. and Morozov, G. V., “Surface TE waves on 1D photonic crystals,” J. Opt. Pure Appl. Opt. **8**(8), 630–638 (2006).
[109] Regmi, R., Berthelot, J., Winkler, P. M., Mivelle, M., Proust, J., Bedu, F., Ozerov, I., Begou, T., Lumeau, J., Rigneault, H., Garcia-Parajo, M. F., Bidault, S., Wenger, J. and Bonod, N., “All-Dielectric Silicon Nanogap Antennas To Enhance the Fluorescence of Single Molecules,” Nano Lett. **16**(8), 5143–5151 (2016).
[110] Lereu, A. L., Lemarchand, F., Zerrad, M., Yazdanpanah, M. and Passian, A., “Optical properties and plasmonic response of silver-gallium nanostructures,” J. Appl. Phys. **117**(6), 063110 (2015).
[111] Chevalier, P., Bouchon, P., Greffet, J.-J., Pelouard, J.-L., Haidar, R. and Pardo, F., “Giant field enhancement in electromagnetic Helmholtz nanoantenna,” Phys. Rev. B **90**(19), 195412 (2014).
[112] Baron, A., Devaux, E., Rodier, J.-C., Hugonin, J.-P., Rousseau, E., Genet, C., Ebbesen, T. W. and Lalanne, P., “Compact Antenna for Efficient and Unidirectional Launching and Decoupling of Surface Plasmons,” Nano Lett. **11**(10), 4207–4212 (2011).
[113] Tetard, L., Passian, A., Venmar, K. T., Lynch, R. M., Voy, B. H., Shekhawat, G., Dravid, V. P. and Thundat, T., “Imaging nanoparticles in cells by nanomechanical holography,” Nat. Nanotechnol. **3**(8), 501–505 (2008).
[114] Baffou, G. and Quidant, R., “Nanoplasmonics for chemistry,” Chem. Soc. Rev. **43**(11), 3898 (2014).
[115] Rao, Y. J., “Recent progress in applications of in-fibre Bragg grating sensors,” Opt. Lasers Eng. **31**(4), 297–324 (1999).
[116] Popov, E. and Neviere, M., “Grating theory: new equations in Fourier space leading to fast converging results for TM polarization,” J. Opt. Soc. Am. -Opt. Image Sci. Vis. **17**(10), 1773–1784 (2000).
[117] Chryssis, A. N., Lee, S. M., Lee, S. B., Saini, S. S. and Dagenais, M., “High sensitivity evanescent field fiber Bragg grating sensor,” Ieee Photonics Technol. Lett. **17**(6), 1253–1255 (2005).
[118] Dolgova, T. V., Maidykovski, A. I., Martemyanov, M. G., Fedyanin, A. A., Aktsipetrov, O. A., Marowsky, G., Yakovlev, V. A. and Mattei, G., “Giant microcavity enhancement of second-harmonic generation in all-silicon photonic crystals,” Appl. Phys. Lett. **81**(15), 2725–2727 (2002).
[119] Soljacic, M. and Joannopoulos, J. D., “Enhancement of nonlinear effects using photonic crystals,” Nat. Mater. **3**(4), 211–219 (2004).
[120] Ganesh, N., Zhang, W., Mathias, P. C., Chow, E., Soares, J. A. N. T., Malyarchuk, V., Smith, A. D. and Cunningham, B. T., “Enhanced fluorescence emission from quantum dots on a photonic crystal surface,” Nat. Nanotechnol. **2**(8), 515–520 (2007).
[121] Wiederhecker, G. S., Cordeiro, C. M. B., Couny, F., Benabid, F., Maier, S. A., Knight, J. C., Cruz, C. H. B. and Fragnito, H. L., “Field enhancement within an optical fibre with a subwavelength air core,” Nat. Photonics **1**(2), 115–118 (2007).
[122] Chutinan, A. and John, S., “Light trapping and absorption optimization in certain thin-film photonic crystal architectures,” Phys. Rev. A **78**(2), 023825 (2008).
[123] Chin, M. K., “Polarization dependence in waveguide-coupled micro-resonators,” Opt. Express **11**(15), 1724–1730 (2003).
[124] Maier, S. A., “Plasmonics - Towards subwavelength optical devices,” Curr. Nanosci. **1**(1), 17–23 (2005).
[125] Xiao, S., Khan, M. H., Shen, H. and Qi, M., “Multiple-channel silicon micro-resonator based filters for WDM applications,” Opt. Express **15**(12), 7489–7498 (2007).

[126] Zhu, J., Ozdemir, S. K., Xiao, Y.-F., Li, L., He, L., Chen, D.-R. and Yang, L., “On-chip single nanoparticle detection and sizing by mode splitting in an ultrahigh-Q microresonator,” Nat. Photonics **4**(1), 46–49 (2010).
[127] Cox, J. A., Lentine, A. L., Trotter, D. C. and Starbuck, A. L., “Control of integrated micro-resonator wavelength via balanced homodyne locking,” Opt. Express **22**(9), 11279–11289 (2014).
[128] Begou, T., Lemarchand, F. and Lumeau, J., “Advanced optical interference filters based on metal and dielectric layers,” Opt. Express **24**(18), 20925 (2016).
[129] Ausserré, D. and Valignat, M.-P., “Surface enhanced ellipsometric contrast (SEEC) basic theory and λ/4 multilayered solutions,” Opt. Express **15**(13), 8329 (2007).
[130] Ndiaye, C., “Exaltation optique génte dans les filtres interférentiels : Modélisation, Optimisation et Réalisation,” Thèse de doctorat (2012).
[131] Ndiaye, C., Lemarchand, F., Zerrad, M., Amra, C. and Ausserré, D., “Optimisation de résonances plasmoniques ou multi-diélectriques à la réflexion totale,” Brevet DI3658-02 (2010).
[132] Ndiaye, C., Lemarchand, F., Zerrad, M., Ausserré, D. and Amra, C., “Optimal design for 100% absorption and maximum field enhancement in thin-film multilayers at resonances under total reflection,” Appl. Opt. **50**(9), C382–C387 (2011).
[133] Amra Claude, Zerrad Myriam and Lemarchand Fabien., “Réflecteur optique résonant à multiples couches minces de matériaux diélectriques, capteur optique et dispositif d’amplification laser comportant un tel réflecteur,” FR1656159.
[134] Amra, Claude and Grezes Besset, Catherine., “Couches minces optiques et filtrage interférentiel- Champs et multicouches, synthèse, résonances et modes...,” Tech. Ing. (2011).
[135] Dmitriev, A., ed., [Nanoplasmonic sensors], Springer, New York, NY (2012).
[136] Kawata, S., “Plasmonics for Nanoimaging and Nanospectroscopy,” Appl. Spectrosc. **67**(2), 117–125 (2013).
[137] Lequime Michel and Amra Claude., [De l’Optique électromagnétique à l’Interférométrie, Concepts et illustrations], EDP Sciences (2013).
[138] Ndiaye, C., Zerrad, M., Lereu, A. L., Roche, R., Dumas, P., Lemarchand, F. and Amra, C., “Giant optical field enhancement in multi-dielectric stacks by photon scanning tunneling microscopy,” Appl. Phys. Lett. **103**(13), 131102-131102–131104 (2013).
[139] Lereu, A. L., Zerrad, M., Ndiaye, C., Lemarchand, F. and Amra, C., “Scattering losses in multidielectric structures designed for giant optical field enhancement,” Appl. Opt. **53**(4), A412–A416 (2014).
[140] Amra, Claude, Zerrad Myriam, Lereu Aude, Lemarchand Fabien and Lequime Michel., “Multidielectrics for Giant Over-intensity,” Invit. Pap., OSA, Tucson, USA.
[141] Pendry, J. B., “Controlling Electromagnetic Fields,” Science **312**(5781), 1780–1782 (2006).
[142] Leonhardt, U., “Optical Conformal Mapping,” Science **312**(5781), 1777–1780 (2006).
[143] Shalaev, V. M., “PHYSICS: Transforming Light,” Science **322**(5900), 384–386 (2008).
[144] Milton, G. W., [The theory of composites], Cambridge University Press, Cambridge ; New York (2002).
[145] Wegener, M., “Metamaterials Beyond Optics,” Science **342**(6161), 939–940 (2013).
[146] Caloz, C. and Itoh, T., [Electromagnetic metamaterials: transmission line theory and microwave applications: the engineering approach], John Wiley & Sons, Hoboken, N.J (2006).
[147] Vendik, I. B. and Vendik, O. G., “Metamaterials and their application in microwaves: A review,” Tech. Phys. **58**(1), 1–24 (2013).
[148] Schurig, D., Mock, J. J., Justice, B. J., Cummer, S. A., Pendry, J. B., Starr, A. F. and Smith, D. R., “Metamaterial Electromagnetic Cloak at Microwave Frequencies,” Science **314**(5801), 977–980 (2006).
[149] Popa, B.-I., Zigoneanu, L. and Cummer, S. A., “Experimental Acoustic Ground Cloak in Air,” Phys. Rev. Lett. **106**(25) (2011).

[150] Zigoneanu, L., Popa, B.-I. and Cummer, S. A., “Three-dimensional broadband omnidirectional acoustic ground cloak,” Nat. Mater. **13**(4), 352–355 (2014).
[151] Farhat, M., Guenneau, S. and Enoch, S., “Ultrabroadband Elastic Cloaking in Thin Plates,” Phys. Rev. Lett. **103**(2) (2009).
[152] Stenger, N., Wilhelm, M. and Wegener, M., “Experiments on Elastic Cloaking in Thin Plates,” Phys. Rev. Lett. **108**(1) (2012).
[153] Urzhumov, Y. A. and Smith, D. R., “Fluid Flow Control with Transformation Media,” Phys. Rev. Lett. **107**(7) (2011).
[154] Urzhumov, Y. A. and Smith, D. R., “Flow stabilization with active hydrodynamic cloaks,” Phys. Rev. E **86**(5) (2012).
[155] Fang, M., Huang, Z.-X., Sha, W. E. I., Xiong, X. Y. Z. and Wu, X.-L., “FULL HYDRODYNAMIC MODEL OF NONLINEAR ELECTROMAGNETIC RESPONSE IN METALLIC METAMATERIALS (Invited Paper),” Prog. Electromagn. Res. **157**, 63–78 (2016).
[156] Morton, K. J., Loutherback, K., Inglis, D. W., Tsui, O. K., Sturm, J. C., Chou, S. Y. and Austin, R. H., “Hydrodynamic metamaterials: Microfabricated arrays to steer, refract, and focus streams of biomaterials,” Proc. Natl. Acad. Sci. **105**(21), 7434–7438 (2008).
[157] Yan, W., Asger Mortensen, N. and Wubs, M., “Hyperbolic metamaterial lens with hydrodynamic nonlocal response,” Opt. Express **21**(12), 15026 (2013).
[158] Brûlé, S., Javelaud, E. H., Enoch, S. and Guenneau, S., “Experiments on Seismic Metamaterials: Molding Surface Waves,” Phys. Rev. Lett. **112**(13) (2014).
[159] Colombi, A., Colquitt, D., Roux, P., Guenneau, S. and Craster, R. V., “A seismic metamaterial: The resonant metawedge,” Sci. Rep. **6**, 27717 (2016).
[160] Colombi, A., Roux, P., Guenneau, S., Gueguen, P. and Craster, R. V., “Forests as a natural seismic metamaterial: Rayleigh wave bandgaps induced by local resonances,” Sci. Rep. **6**, 19238 (2016).
[161] Kim, S.-H. and Das, M. P., “SEISMIC WAVEGUIDE OF METAMATERIALS,” Mod. Phys. Lett. B **26**(17), 1250105 (2012).
[162] Guenneau, S., Amra, C. and Veynante, D., “Transformation thermodynamics: cloaking and concentrating heat flux,” Opt. Express **20**(7), 8207–8218 (2012).
[163] Alwakil, A., Zerrad, M., Bellieud, M., Veynante, D., Enguehard, F., Rolland, N., Volz, S. and Amra, C., “Transformational fluctuation electrodynamics: application to thermal radiation illusion,” Opt. Express **25**(15), 17343 (2017).
[164] Amra, C., Petiteau, D., Zerrad, M., Guenneau, S., Soriano, G., Gralak, B., Bellieud, M., Veynante, D. and Rolland, N., “Analogies between optical propagation and heat diffusion: applications to microcavities, gratings and cloaks,” Proc. R. Soc. Math. Phys. Eng. Sci. **471**(2183), 20150143 (2015).
[165] Petiteau, D., Guenneau, S., Bellieud, M., Zerrad, M. and Amra, C., “Spectral effectiveness of engineered thermal cloaks in the frequency regime,” Sci. Rep. **4**(7386) (2014).
[166] Alwakil, A., Zerrad, M., Bellieud, M. and Amra, C., “Inverse heat mimicking of given objects,” Sci. Rep. **accepted for publication**(srep43288) (2017).
[167] Gallais, L., Voarino, P. and Amra, C., “Optical measurement of size and complex index of laser-damage precursors: the inverse problem,” J. Opt. Soc. Am. B **21**(5), 1073 (2004).
[168] Kohn, R. V., Shen, H., Vogelius, M. S. and Weinstein, M. I., “Cloaking via change of variables in electric impedance tomography,” Inverse Probl. **24**(1), 015016 (2008).
[169] Ergin, T., Stenger, N., Brenner, P., Pendry, J. B. and Wegener, M., “Three-Dimensional Invisibility Cloak at Optical Wavelengths,” Science **328**(5976), 337–339 (2010).
[170] Hashemi, H., Zhang, B., Joannopoulos, J. D. and Johnson, S. G., “Delay-Bandwidth and Delay-Loss Limitations for Cloaking of Large Objects,” Phys. Rev. Lett. **104**(25) (2010).
[171] Leonhardt, U. and Philbin, T. G., “Chapter 2 Transformation Optics and the Geometry of Light,” [Progress in Optics], Elsevier, 69–152 (2009).
[172] Fleury, R. and Alu, A., “CLOAKING AND INVISIBILITY: A REVIEW (Invited Review),” Prog. Electromagn. Res. **147**, 171–202 (2014).

[173] Miller, D. A. B., “On perfect cloaking,” Opt. Express **14**(25), 12457 (2006).
[174] Gabrielli, L. H., Cardenas, J., Poitras, C. B. and Lipson, M., “Silicon nanostructure cloak operating at optical frequencies,” Nat. Photonics **3**(8), 461–463 (2009).
[175] Liu, R., Ji, C., Mock, J. J., Chin, J. Y., Cui, T. J. and Smith, D. R., “Broadband Ground-Plane Cloak,” Science **323**(5912), 366–369 (2009).
[176] Valentine, J., Li, J., Zentgraf, T., Bartal, G. and Zhang, X., “An optical cloak made of dielectrics,” Nat. Mater. **8**(7), 568–571 (2009).
[177] Chen, X., Luo, Y., Zhang, J., Jiang, K., Pendry, J. B. and Zhang, S., “Macroscopic invisibility cloaking of visible light,” Nat. Commun. **2**, 176 (2011).
[178] Alù, A. and Engheta, N., “Achieving transparency with plasmonic and metamaterial coatings,” Phys. Rev. E **72**(1) (2005).
[179] Cai, W., Chettiar, U. K., Kildishev, A. V., Shalaev, V. M. and Milton, G. W., “Nonmagnetic cloak with minimized scattering,” Appl. Phys. Lett. **91**(11), 111105 (2007).
[180] Guenneau, S., Amra, C. and Veynante, D., “Transformation thermodynamics: cloaking and concentrating heat flux,” Opt. Express **20**(7), 8207 (2012).
[181] Alwakil, A., Zerrad, M., Bellieud, M. and Amra, C., “Inverse heat mimicking of given objects,” Sci. Rep. **7**, 43288 (2017).
[182] Alwakil, A., Zerrad, M., Bellieud, M., Veynante, D., Enguehard, F., Rolland, N., Voltz, S. and Amra, C., “Transformational Fluctuation Electrodynamics: Application to Thermal Radiation Illusion,” Be Submitt. (2017).

Annexe

Production scientifique au 1er octobre 2017

Thèse de doctorat

M. Zerrad, « Nouveaux développements de la technique de diffusion lumineuse : substrats transparents, BRDF résolue spatialement, échantillons colorés », thèse de doctorat, université d'Aix Marseille III, soutenue publiquement le 23 mars 2007.

RICL

1. M. Zerrad, A. Ghabbach, G. Soriano, and C. Amra, " Light scattered by strongly disordered media : a simplified model for speckle statistical analysis," under review
2. C. Amra, M. Zerrad, F. Lemarchand, A. Lereu, A. Passian, A. Zapien and Michel Lequime, « Zero-admittance layers to tailor giant optical field within all-dielectric multilayers", accepté pour publication par Physical Review A
3. C. Amra , M. Zerrad, M. Lequime, S. Liukaityte, "Instantaneous One-Angle White-Light Scatterometer", accepté pour publication par Optics Express
4. A. Alwakil, M. Zerrad, M. Bellieud, D. Veynante, F. Enguehard, N. Rolland, S. Volz, and C. Amra, "Transformational fluctuation electrodynamics: application to thermal radiation illusion," Opt. Express 25, 17343 (2017).
5. A. Alwakil, M. Zerrad, M. Bellieud, and C. Amra, "Inverse heat mimicking of given objects," Sci. Rep. 7, 43288 (2017).
6. A. L. Lereu, M. Zerrad, A. Passian, and C. Amra, "Surface plasmons and Bloch surface waves: Towards optimized ultra-sensitive optical sensors," Appl. Phys. Lett. 111, 011107 (2017).
7. M. Zerrad, A. L. Lereu, C. Ndiaye, F. Lemarchand, and C. Amra, "Bandwidths limitations of giant optical field enhancements in dielectric multi-layers," Opt. Express 25, 14883 (2017).
8. S. Campidelli, R. Abou Khachfe, K. Jaouen, J. Monteiller, C. Amra, M. Zerrad, R. Cornut, V. Derycke, and D. Ausserré, "Backside absorbing layer microscopy: Watching graphene chemistry," Sci. Adv. 3, e1601724 (2017).
9. M. Zerrad, M. Lequime, S. Liukaityte, and C. Amra, "Parasitic light scattered by complex optical coatings: modelization and metrology," CEAS Space J. (2017).
10. M. Zerrad, S. Liukaityte, M. Lequime, C. Amra. « Light scattered by optical coatings: numerical predictions and comparison to experiment for a global analysis", Applied optics, Optical Society of America, 2016, 55, pp.9680-9687.
11. C. Amra, D. Petiteau, M. Zerrad, S. Guenneau, G. Soriano, B. Gralak, M. Bellieud, D. Veynante, N. Rolland, "Analogies between optical propagation and heat diffusion: applications to microcavities, gratings and cloaks", Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, Royal Society, The, 2015, 471, pp.20150143
12. M. Lequime, S. Liukaityte, M. Zerrad and C. Amra, "Ultra-wide-range measurements of thin-film filter optical density over the visible and near-infrared spectrum," Opt. Express **23**, 26863-26878 (2015)
13. G. Soriano, M. Zerrad, and C. Amra, "Speckle intensity statistics for chromatic scattering media under partially polarized illumination," Opt. Express 23, 20796-20803 (2015)
14. S. Liukaityte, M. Lequime, M. Zerrad, T. Begou, and C. Amra, "Broadband spectral transmittance measurements of complex thin-film filters with optical densities of up to 12," Opt. Lett. 40, 3225-3228 (2015)
15. D. Vander-Hyde, C. Amra, M. Lequime, F. Magana-Sandoval, J. R. Smith, and M. Zerrad, "Optical scatter of quantum noise filter cavity optics," Classical and Quantum Gravity 32 (2015).
16. M. Zerrad, H. Tortel, G. Soriano, A. Ghabbach, and C. Amra, "Spatial depolarization of light from the bulks: electromagnetic prediction," Opt. Express 23, 8246-8260 (2015)

17. S. Guenneau, D. Petiteau, M. Zerrad, C. Amra, T. Puvirajesinghe, “Transformed Fourier and Fick equations for the control of heat and mass diffusion” AIP Advances, 5, 053404 (2015), DOI:http://dx.doi.org/10.1063/1.4917492
18. A. L. Lereu, F. Lemarchand, M. Zerrad, M. Yazdanpanah and A. Passian, “Optical characterization of silver-gallium: a new material for plasmonic nanostructures” J. Appl. Phys. 117, 063110 (2015); http://dx.doi.org/10.1063/1.4906950
19. B. Gralak, M. Lequime, M. Zerrad, and C. Amra, "Phase retrieval of reflection and transmission coefficients from Kramers–Kronig relations," J. Opt. Soc. Am. A 32, 456-462 (2015)
20. D. Petiteau , S. Guenneau , M. Bellieud, M. Zerrad and C. Amra “Spectral Efficiency of Engineered Thermal Cloaks in the Frequency Regime” Scientific Reports, 4,7386, (2014)
21. M. Zerrad, C. Luitot, J. Berthon, and C. Amra, "Optical systems for controlled specular depolarization," Opt. Lett. 39, 6919-6922 (2014)
22. S. Guenneau, D. Petiteau, M. Zerrad, and C. Amra, "Bicephalous transformed media: concentrator versus rotator and cloak versus superscatterer," Opt. Express 22, 23614-23619 (2014)
23. J. Dupont, X. Orlik, A. Ghabbach, M. Zerrad, G. Soriano, and C. Amra, "Polarization analysis of speckle field below its transverse correlation width : application to surface and bulk scattering," Opt. Express 22, 24133-24141 (2014)
24. A. Ghabbach, M. Zerrad, G. Soriano, S. Liukaityte, and C. Amra, "Depolarization and enpolarization DOP histograms measured for surface and bulk speckle patterns," Opt. Express 22, 21427-21440 (2014)
25. M. Zerrad, M. Lequime, and C. Amra; "Far-field spatially angle-resolved scattering measurements: practical way to recover surface topography," Opt. Eng., 53(9), 092012 (2014). doi:10.1117/1.OE.53.9.092012.
26. A. Ghabbach, M. Zerrad, G. Soriano, and C. Amra, "Accurate metrology of polarization curves measured at the speckle size of visible light scattering," Optics Express 22, 14594-14609 (2014).
27. M. Lequime, B. Gralak, S. Guenneau, M. Zerrad, and C. Amra, "Negative-index materials: a key to "white" multilayer Fabry-Perot," Optics Letters 39, 1729-1732 (2014).
28. A. L. Lereu, M. Zerrad, C. Ndiaye and C. Amra, "Scattering losses in multidielectric structures designed for giant optical field enhancement," Applied Optics 53, A412-A416 (2014).
29. G. Soriano, M. Zerrad, and C. Amra, "Enpolarization and depolarization of light scattered from chromatic complex media," Optics Express 22, 12603-12613 (2014).
30. M. Zerrad, M. Lequime, and C. Amra, "Spatially resolved surface topography retrieved from far-field intensity scattering measurements," Applied Optics 53, A297-A304 (2014).
31. C. Ndiaye, M. Zerrad, A. L. Lereu, R. Roche, P. Dumas, F. Lemarchand, and C. Amra, "Giant optical field enhancement in multi-dielectric stacks by photon scanning tunneling microscopy," Applied Physics Letters 103 (2013).
32. G. Soriano, M. Zerrad, and C. Amra, "Mapping the coherence time of far-field speckle scattered by disordered media," Optics Express 21, 24191-24200 (2013).
33. M. Zerrad, G. Soriano, A. Ghabbach, and C. Amra, "Light enpolarization by disordered media under partial polarized illumination: The role of cross-scattering coefficients," Optics Express 21, 2787-2794 (2013).
34. B. Mangote, L. Gallais, M. Zerrad, F. Lemarchand, L. H. Gao, M. Commandre, and M. Lequime, "A high accuracy femto-/picosecond laser damage test facility dedicated to the study of optical thin films," Review of Scientific Instruments 83 (2012).
35. P. Refregier, M. Zerrad, and C. Amra, "Coherence and polarization properties in speckle of totally depolarized light scattered by totally depolarizing media," Optics Letters 37, 2055-2057 (2012).
36. L. Gallais, B. Mangote, M. Zerrad, M. Commandre, A. Melninkaitis, J. Mirauskas, M. Jeskevic, and V. Sirutkaitis, "Laser-induced damage of hafnia coatings as a function of pulse duration in the femtosecond to nanosecond range," Applied Optics 50, C178-C187 (2011).
37. A. Melninkaitis, T. Tolenis, L. Mazule, J. Mirauskas, V. Sirutkaitis, B. Mangote, X. Fu, M. Zerrad, L. Gallais, M. Commandre, S. Kicas, and R. Drazdys, "Characterization of zirconia- and niobia- ilica mixture coatings produced by ion-beam sputtering," Applied Optics 50, C188-C196 (2011).

38. C. Ndiaye, F. Lemarchand, M. Zerrad, D. Ausserre, and C. Amra, "Optimal design for 100% absorption and maximum field enhancement in thin-film multilayers at resonances under total reflection," Applied Optics 50, C382-C387 (2011).
39. J. Sorrentini, M. Zerrad, G. Soriano, and C. Amra, "Enpolarization of light by scattering media," Optics Express 19, 21313-21320 (2011).
40. M. Zerrad, and M. Lequime, "Instantaneous spatially resolved acquisition of polarimetric and angular scattering properties in optical coatings," Applied Optics 50, C217-C221 (2010).
41. M. Zerrad, J. Sorrentini, G. Soriano, and C. Amra, "Gradual loss of polarization in light scattered from rough surfaces: Electromagnetic prediction," Optics Express 18, 15832-15843 (2010).
42. L. Arnaud, G. Georges, J. Sorrentini, M. Zerrad, C. Deumie, and C. Amra, "An enhanced contrast to detect bulk objects under arbitrary rough surfaces," Optics Express 17, 5758-5773 (2009).
43. M. Lequime, M. Zerrad, C. Deumie, and C. Amra, "A goniometric light scattering instrument with high-resolution imaging," Optics Communications 282, 1265-1273 (2009).
44. J. Sorrentini, M. Zerrad, and C. Amra, "Statistical signatures of random media and their correlation to polarization properties," Optics Letters 34, 2429-2431 (2009).
45. C. Amra, M. Zerrad, L. Siozade, G. Georges, and C. Deumie, "Partial polarization of light induced by random defects at surfaces or bulks," Optics Express 16, 10372-10383 (2008).
46. G. Georges, L. Arnaud, L. Siozade, N. Le Neindre, F. Chazallet, M. Zerrad, C. Deumie, and C. Amra, "From angle-resolved ellipsometry of light scattering to imaging in random media," Applied Optics 47, C257-C265 (2008).
47. M. Zerrad, C. Deumie, M. Lequime, and C. Amra, "An alternative scattering method to characterize surface roughness from transparent substrates," Optics Express 15, 9222-9231 (2007).
48. M. Zerrad, C. Deumie, S. Rul, and E. Degbe, "Optical characterization of photochromic effect," Optics Communications 273, 344-351 (2007).
49. F. Lemarchand, C. Deumie, M. Zerrad, L. Abel-Tiberini, B. Bertussi, G. Georges, B. Lazarides, M. Cathelinaud, M. Lequime, and C. Amra, "Optical characterization of an unknown single layer: Institut Fresnel contribution to the Optical Interference Coatings 2004 Topical Meeting Measurement Problem," Applied Optics 45, 1312-1318 (2006).
50. P. Voarino, M. Zerrad, C. Deumie, and C. Amra, "Multidielectric quarter-wave coatings on microspheres: a study in colorimetric space," Applied Optics 45, 1469-1477 (2006).
51. M. Zerrad, C. Deumie, M. Lequime, C. Amra, and M. Ewart, "Light-scattering characterization of transparent substrates," Applied Optics 45, 1402-1409 (2006).

Brevets

52. « Appareil et procédé de mesure d'un état de surface ou de volume d'un objet par diffusion en champ lointain », M. Zerrad, C. Amra, M. Lequime, France, N° de brevet: FR1654500 2016
53. " Réflecteur optique résonant à multiples couches minces de matériaux diélectriques, capteur optique et dispositif d'amplification laser comportant un tel réflecteur ", C. Amra, M. Zerrad, F. Lemarchand, France, N° de brevet: FR1656159. 2016
54. « Capteur optique comportant un réflecteur optique résonant à multiples couches minces de matériaux diélectriques », C. Amra, A. L. Lereu, M. Zerrad, France, N° de brevet: FR1655743. 2016
55. « Gamma speckle », M. Zerrad, G. Soriano, C. Amra, ICG30195 FR mai 2015
56. « Diffusomètre sans mouvement » C. Amra, M. Zerrad, M. Lequime. ICG30205 FR , 3 juillet 2015
57. "Dépolariseurs spéculaires parfaits », M. Zerrad & C. Amra, brevet FR1454923.déposé le 30 mai 2014
58. « Procédés optiques pour l'observation d'échantillons et pour la détection ou le dosage d'espèces chimiques ou biologiques » Brevet FR n° 12 57279, D. Ausserre, L. Roussille, C. Amra, F. Lemarchand, M. Zerrad 2013, licencié par la société WatchLive, en cours d'extension aux USA
59. C. Ndiaye, F. Lemarchand, M. Zerrad, C. Amra et D. Ausserré "Optimisation de résonances plasmoniques ou multi-diélectriques à la réflexion totale" (DI 3658-02) 2010.
60. C. Ndiaye, F. Lemarchand, M. Zerrad, C. Amra et D. Ausserré "Supports amplificateurs de contraste" (DI 03658-01) 2009

Conférences Invitées

61. M. Zerrad, F. Lemarchand, A. Lereu, M. Lequime and C. Amra, « Design of all-dielectric planar structures for optimized giant field enhancement",Nanosmat Asia, Hong Kong, 2017
62. A. Alwakil, *M. Zerrad*, M. Bellieud, D. Veynante, F. Enguehard, N. Rolland, S. Volz, and C Amra "Mimetism of Thermal Radiation" ,Nanosmat Asia, Hong Kong, 2017
63. M. Zerrad, M. Lequime, and C. Amra , "Ultra wide range measurement of the spectral properties of thin-film filters: Specular and scattered light metrology", Frontiers of Optical Coatings, Canton Chine, 2017
64. M. Zerrad, G. Soriano, A. Ghabbach, Q. Ailloud, and C. Amra "Spatial disorder and temporal statistics in light polarization" Laser Optics and Photonics, Valencia, Spain, 2017, keynote speaker
65. M. Lequime, S. Liukaityte, M. Zerrad, C. Amra, "Ultra-Wide Dynamic Range System for the Spectral Characterization of Thin-Film Optical Filters", Laser Optics an Photonics, Valencia, Spain 2017
66. M. Zerrad, M. Lequime, S. Liukaityte and C. Amra , « Phénomènes de diffusion lumineuse dans les filtres interférentiels complexes », journée RTS –CNES, Radiomètres Imageurs, Toulouse, 2016
67. S. Liukaityte, M. Zerrad, M. Lequime, C. Amra. Wide angle light scattering from filters for hyperspectral imaging : Development of a metrology tool. Lasers : Science and Technologies, Aug 2016, Vilnius, Lithuania. 2016
68. C. Amra, M. Bellieud, A. Alwakil, M. Zerrad, D. Petiteau, et al.. Heat flow with thermal metamaterials. Spectral Theory of Novel Materials, Apr 2016, Marseille, France. 2016.
69. M. Lequime, S. Liukaityte, M. Zerrad, C. Amra, "Wide-range Multimodal Characterization of the Optical Properties of Complex Thin-film Filters", Optical Interference coatings, OSA, Tucson, USA, 2016
70. C. Amra, M. Zerrad, A. Lereu, F. Lemarchand, M. Lequime "Multidielectrics for Giant Over-intensity" Optical Interference coatings, OSA, Tucson, USA, 2016
71. M. Zerrad, A. Lereu, F. Lemarchand, C. Amra « Multi-Dielectric structures for giant optical field enhancement » OPALS 2015, Algeria
72. C. Amra, M. Zerrad, G. Soriano, A. Ghabbach, "Polarization signatures of light in disordered media", International Symposium on 3D Imaging, Metrology, and Data Security, Shenzhen, China(2015)
73. M. Zerrad, M. Lequime, S. Liukaityte and C. Amra, "New challenges in light scattering studies for complex optical components" Optical Fabrication, Testing and Metrology, JENA 2105
74. D. Petiteau, S. Guenneau, M. Bellieud, M. Zerrad, C. Amra, "Spectral Effectiveness Of Engineered Thermal Devices In The Frequency Regime", META 2015 New York 2015
75. A. L. Lereu, M. Zerrad, M. Petit, F. De Fornel, C. Amra , "Multi-dielectric stacks as a platform for giant optical field" Paper 9162-43, Active Photonic Materials VI, SPIE, San Diego (2014)
76. C. Amra, M. Zerrad, G. Soriano, A. Ghabbach, H. Tortel, M. Lequime, X. Orlik, J. Dupont, "Statistiques de polarisation en milieu désordonné: prédiction, mesure, problèmes inverses », EPOS 2014, Marseille
77. M. Zerrad, M. Lequime, C. Amra, "Light Scattering & optical multilayers : Modelization and Characterization" CNano PACA scientific days 2014
78. A.L. Lereu, M. Zerrad, F. Lemarchand, C. Amra, "Giant optical fields in optimized multi-dielectric stacks" CNano PACA scientific days 2014
79. M. Zerrad, C. Ndiaye, A. Lereu, F. Lemarchand, C. Amra, "Multi-dielectric planar structures for giant optical field enhancement", JNMO, Evian, France 2013, Invited Paper
80. M. Zerrad, M. Lequime, and C. Amra, "Light Scattering & Complex Optical Components: Modelization and Characterization," in Imaging and Applied Optics Technical Papers(Optical Society of America, Monterey, California, 2012), p. OTu1D.1. invited paper
81. M. Zerrad, M. Lequime, C. Amra, "Multimodal high-sensitivity ARS set-up" Multimodal high-sensitivity ARS set-up" Optical Fabrication, Testing, and Metrology IV at SPIE Europe Optical Systems Design, Marseillle, France 2011, invited paper
82. - C. Amra , C. Ndiaye, M. Zerrad and F. Lemarchand," Optimal Design for Field Enhancement in optical coatings" SPIE Optical System Design, Advances in Optical Thin Films IV, 8168-7, (septembre 2011), invited paper.

83. - C. Amra , C. Ndiaye, M. Zerrad and F. Lemarchand," Optimisation analytique de filtres interférentiels pour une exaltation géante du champ optique" Journée Couches Minces Optiques, 29 juin 2012, Conférence invitée.
84. S. Guenneau, C. Amra , M. Zerrad and D. Veynante, « Transformation thermodynamics: playing with fire', invited paper META2012
85. C. Amra, M. Zerrad, J. Sorrentini, G. Soriano, « Analyse multi-échelle de la dépolarisation dans le speckle de l'onde monochromatique diffuse » Conférence invitée, Assemblée Générale du GDR Ondes, 02 novembre 09
86. M. Zerrad, M. Lequime, C. Deumie, and C. Amra, "Development of a goniometric light scatter instrument with sample imaging ability," presented at the SPIE Europe Optical Systems Design, Optical Fabrication, Testing, and Metrology III, invited paper, Glasgow, United Kingdom, 2008. Vol: 7102
87. C. Zerrouki, N. Fourati, Z. Silvestri, P. Pinot, H. Nasrallah, F. de Fornel, M. Zerrad, C. Deumié, C. Amra, S. Monnoy, S. Ducourtieux, Vers des surfaces de références ; intérêt de la densité spectrale de puissance, J3N, Toulouse, 22 octobre 2009. (Orateur invité) ,
88. C. Amra, C. Deumié, M. Lequime, M. Zerrad, G. Georges, J. Sorrentini, Laurent Arnaud, Light Scattering in Multilayer Optics: Review and Progress, Invited paper Frontiers of Optical Coatings, Xi'An : Chine (2009)

Conférences internationales

89. M. Zerrad, M. Lequime, and C. Amra "Parasitic light scattered by optical components: Numerical prediction and accurate metrology", Stray light workshop, CNES, Toulouse, 2017
90. A. Alwakil, M. Zerrad, M. Bellieud, D. Veynante, F. Enguehard, N. Rolland, S. Volz and C. Amra, "Transformational Fluctuation Electrodynamics: Application to Thermal Radiation Illusion", META 17, Seoul Incheon, Korea, 2017
91. A. Alwakil, M. Zerrad, M. Bellieud, D. Veynante, F. Enguehard, N. Rolland, S. Volz and C. Amra "Controlling Thermal Radiation Signatures using Materials Designed by Transformation Optics Theory", NanoP, Barcelone, 2017
92. M. Zerrad, F.Lemarchand, A. Lereu, M. Lequime, C. Amra, « Zero-admittance all-dielectric planar structures for giant field enhancement" ", META 17, Seoul Incheon, Korea, 2017
93. C. Amra, M. Zerrad, M. Lequime, S. Liukaityte, "White-light scattering for immediate roughness characterization " Laser Optics and Photonics, Valencia, Spain, 2017
94. Q. Ailloud, M. Zerrad and C. Amra "Broadband loss-less optical thin-flm depolarizing devices" Laser Optics and Photonics, Valencia, Spain, 2017
95. M. Zerrad, M. Lequime, S. Liukaityte, and C. Amra " New light scattering challenges for optical components and complex optical coatings: Modelization and metrology" Laser Optics and Photonics, Valencia, Spain, 2017
96. A. L. Lereu, M. Zerrad, J. Lumeau, T. Begou, F. Lemarchand, and C. Amra, "Near feld evidences of giant optical felds sustained by optimized multi- dielectric stacks" Laser Optics and Photonics, Valencia, Spain, 2017
97. A. L. Lereu, M. Zerrad, J. Lumeau, T. Begou, F. Lemarchand, and C. Amra, "Near feld evidences of giant optical felds sustained by optimized multi- dielectric stacks" Metamaterials 2017,Marseille, 2017
98. C. Poulin, M. Zerrad, H. Akhouyri, M. Triki, T. Antonini, C. Amra, "Study of materials, devices and systems in terahertz domain by analogy with optical methods", Laser Optics and Photonics, Valencia, Spain, 2017
99. A. Alwakil, M. Zerrad, M. Bellieud, D. Veynante, F. Enguehard, N. Rolland, S. Volz and C. Amra, "Transformational Fluctuation Electrodynamics: Application to Thermal Radiation Illusion", Metamaterials 2017,Marseille, 2017
100. C. Poulin, M. Triki, M. Zerrad, H. Akhouayri, "Study of materials, Components and Systems in Terahertz domain by Analogy with Optical methods", THDays, Dunkerque, 2017
101. M. Zerrad, M. Lequime, S. Lukaityte and C. Amra, « New light scattering issues for complex optical components:, Modelization and Metrology", International Conference on Space Optics, Biarritz, France, 2016

102. M. Zerrad, F. Lemarchand S. Liukaityte, T. Begou, J. Lumeau, M. Lequime, & C. Amra, "Last improvements in LAS from complex optical coatings", , International Conference on Space Optics, Biarritz, France, 2016
103. M. Lequime, S. Liukaityte, M. Zerrad, and C. Amra, "A 12 decades goniometric instrument for the comprehensive characterization of the spectral properties of thin-film filters," in Frontiers in Optics 2016, OSA Technical Digest (online) (Optical Society of America, 2016), paper FW5G.3.
104. C. Amra, M. Zerrad, and G. Soriano, "Probing Spatial Disorder with Light Polarization," in Frontiers in Optics 2016, OSA Technical Digest (online) (Optical Society of America, 2016), paper FF3G.3.
105. G. Soriano, M. Zerrad, and C. Amra, "Partially polarized speckle of light scattered from depolarizing media," in Frontiers in Optics 2016, OSA Technical Digest (online) (Optical Society of America, 2016), paper JW4A.59.
106. M. Zerrad, A. Ghabbach, G. Soriano, Q. Ailloud, C. Amra," Polarization statistics in disordered media:Modelization and measurements ", Meta 16, Malaga, Spain (2016)
107. G. Soriano, M. Zerrad, C. Amra, « A spectral model for the speckle temporal coherence" , Meta 16, Malaga, Spain (2016)
108. A. Alwakil, M. Zerrad, M. Bellieud, C. Amra, "Heat mimicking of given objects" , Meta 16, Malaga, Spain (2016)
109. M. Zerrad, F. Lemarchand, S. Liukaityte, T. C. Begou, J. H. Lumeau, M. Lequime, and C. Amra, "Last improvements in large-angle scattering from complex optical coatings," in Optical Interference Coatings 2016, OSA Technical Digest (online) (Optical Society of America, 2016), paper ThC.8.
110. M. Zerrad, S. Liukaityte, M. Lequime, and C. Amra, "Light scattering phenomena in optical coatings : Modelization & Metrology," in Optical Interference Coatings 2016, OSA Technical Digest (online) (Optical Society of America, 2016), paper ThB.2.
111. C. Amra, M. Zerrad, M. Lequime, and S. Liukaityte, "Instantaneous One-Angle White-Light Scatterometer," in Optical Interference Coatings 2016, OSA Technical Digest (online) (Optical Society of America, 2016), paper ThB.11.
112. D. Petiteau, S. Guenneau, M. Bellieud, M. Zerrad, C. Amra, "Spectral Effectiveness Of Engineered Thermal Devices In The Frequency Regime", METAMATERIALS' Oxford 2015
113. G. Soriano, M. Zerrad, X. Orlik, A. Ghabbach, S. Liukaityte, J. Dupont and C. Amra, Light enpolarization and depolarization: bulk and surface scattering, PIERS Pragues 2015
114. D. Petiteau, S. Guenneau, M. Bellieud, M. Zerrad and C. Amra, "Spectral Efficiency of Engineered Thermal Cloaks in the Frequency Regime", 8th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics - Metamaterials 2014, Copenhagen, Denmark, 2014
115. M. Zerrad, M. Lequime, S. Liukaityte, A. Ghabbach C. Amra "Upgraded scattering facilities for new requirements", Frontiers of Optical coatings, Shanghai 2014
116. M. Zerrad, A.Lereu, F. Lemarchand, C. amra "Dielectric coatings for giant optical enhancement", Frontiers of Optical coatings, Shanghai 2014
117. D. Petiteau, S. Guenneau, M. Bellieud, M. Zerrad, C. Amra, "Spectral Efficiency Of Engineered Thermal Cloaks In The Frequency Regime" Metamarials' Copenhagen 2014
118. H. Tortel; M. Zerrad; C. Amra; G. Soriano, « Spatial depolarization of light from 2D bulk scattering: Electromagnetic prediction of transitions" IEEE- APS & USNC-URSI Memphis, 2014
119. A.Ghabbach, M. Zerrad, G. Soriano, C. Amra "Metrology of the polarization state within the speckle size for light scattered by rough surfaces", Correlation Optics 2013, Chernivtsi, Ukraine, 2013
120. M. Zerrad, G. Soriano, A.Ghabbach, C. Amra "Repolarization of light by disordered media under partial polarized illumination", Correlation Optics 2013, Chernivtsi, Ukraine, 2013
121. G. Soriano, M. Zerrad, A.Ghabbach, C. Amra "the time coherence of isotropic light altered by scattering", Correlation Optics 2013, Chernivtsi, Ukraine, 2013
122. M. Zerrad, M. Lequime, S. Liukaityte, C. Amra, « High resolution phaseless far field measurement of surface topography", JNTE, Evian, France, 2013
123. M. Zerrad, C. Ndiaye, A. L. Lereu, F. Lemarchand, C. Amra, « Multidielectric structures designed for giant optical field enhancement » JNTE, Evian, France, 2013

124. C. Amra, B. Gralak, S. Guenneau, M. Zerrad, and M. Lequime, "Negative indices and the admittance formalism in multilayer optics," in Optical Interference Coatings, M. a. R. D. Tilsch, ed. (Optical Society of America, Whistler, 2013), p. TB.9.
125. C. Amra, D. Petiteau, S. Guenneau, B. Gralak, and M. Zerrad, "Admittance formalism for heat conduction in multilayers," in Optical Interference Coatings, M. a. R. D. Tilsch, ed. (Optical Society of America, Whistler, 2013), p. MC.7.
126. B. Gralak, M. Lequime, M. Zerrad, and C. Amra, "Kramers-Kronig relationships and multilayered optics," in Optical Interference Coatings, M. a. R. D. Tilsch, ed. (Optical Society of America, Whistler, 2013), p. TB.5.
127. A. Joerg, J. H. Lumeau, M. Zerrad, and M. Lequime, "Low-cost automatic system for the control of the surface quality of coated and uncoatedwafers," in Optical Interference Coatings Postdeadline, M. a. R. D. Tilsch, ed. (Optical Society of America, Whistler, 2013), p. PTE.8.
128. M. Zerrad, A. Ghabbach, G. Soriano, and C. Amra, "Surface cross-correlation in multilayers control the polarization degree of low level scattering," in Optical Interference Coatings, M. a. R. D. Tilsch, ed. (Optical Society of America, Whistler, 2013), p. ThC.8.
129. M. Zerrad, C. Ndiaye, A. L. Lereu, F. Lemarchand, and C. Amra, "Multidielectric structures designed for giant optical field enhancement," in Optical Interference Coatings, M. a. R. D. Tilsch, ed. (Optical Society of America, Whistler, 2013), p. TD.5.
130. M. Zerrad, A. Ghabbach, G. Soriano, M. Lequime, C. Amra, and J. Berthon, "Depolarizing optical multilayers," in Optical Interference Coatings, M. a. R. D. Tilsch, ed. (Optical Society of America, Whistler, 2013), p. ThD.6.
131. M. Zerrad, M. Lequime, S. Liukaityte, and C. Amra, "Spatially-resolved surface topography retrieved from far-field intensity scattering measurements," in Optical Interference Coatings, M. a. R. D. Tilsch, ed. (Optical Society of America, Whistler, 2013), p. ThC.9.
132. M. Zerrad, M. Lequime and C. Amra, “Modelization and characterization of light scattering phenomena in complex optical filters », Frontiers of optical coatings, HangZhou, China, 2012
133. M. Zerrad, Césaire Ndiaye, F. Lemarchand and C. Amra,” Dielectric structured components for giant enhancement of optical field”, Frontiers of optical coatings, HangZhou, China, 2012
134. M. Zerrad, M. Lequime and C. Amra , « Wide angle light scattering & Complex Optical filters: Modelization and Characterization” ICSO, Ajaccio, France,2012
135. C. Ndiaye, M. Zerrad, F. Lemarchand, M. Lequime, and C. Amra, "Multi-dielectric structured components for giant optical field enhancement: an optimization process," in Imaging and Applied Optics Technical Papers(Optical Society of America, Monterey, California, 2012), p. OTu4D.7.
136. C. Ndiaye, M. Zerrad, F. Lemarchand, and C. Amra, "Dielectric structured components for giant field enhancement," in Photonics Europe Optical Modelling and Design Ii, F. Wyrowski, J. T. Sheridan, J. Tervo, and Y. Meuret, eds. (2012).
137. C. Ndiaye, M. Zerrad, F. Lemarchand et C. Amra, « Optical coatings for maximum field enhancement », ETOPIM 9,Marseille, France, 2012,
138. M. Zerrad, G. Soriano, Hervé Tortel, A. Ghabbach, C. Amra, « Complex media signatures for light coherence and polarization », ETOPIM 9,Marseille, France, 2012,
139. J. Sorrentini, M. Zerrad, G. Soriano, and C. Amra, "Random Media Confer High Polarization Degree to Unpolarized Light," Physical Optics 8171 (2011).
140. M. Zerrad, J. Sorrentini, G. Soriano, and C. Amra, "Multiscale spatial depolarization of light Electromagnetism & Statistical Optics," Physical Optics 8171 (2011).
141. C. Grezes-Besset, D. Torricini, H. Krol, M. Zerrad, M. Lequime, and C. Amra, "Angular and Spectral Light Scattering from complex multidielectric coatings," Advances in Optical Thin Films Iv 8168 (2011).
142. C. Ndiaye, M. Zerrad, F. Lemarchand, D. Ausserre et C. Amra,”Plasmonic and dielectric resonances: optimization of the over-intensity for sensor applications” SSOP 2011, Porquerolles
143. L. Gallais, B. Mangote, M. Zerrad, M. Commandre, A. Melnikaitis, et al.. femto to nanosecond laser-induced damage in hafnia coatings. LaserLab User meeting, Mar 2011, Pise, Italy. <hal-00639969>
144. B. Mangote, L. Gallais, M. Zerrad, M. Commandre, L.H. Gao, et al.. Study of the laser matter interaction in the femtosecond regime: application to the analysis of the laser damage of optical thin films. Optical Systems Design, 2011, Marseille, France. 8168, pp.816815, 2011. <hal-00640896>

145. M. Zerrad, M. Lequime, “New developments in light scattering characterisation”, Stray Light Workshop, Toulouse : France (2010)

146. L. Gallais, B. Mangote, M. Zerrad, M. Commandré, A. Melninkaitis, J. Mirauskas, M. Jeskevic, and V. Sirutkaitis, "Laser Induced Damage of Hafnia Coatings as a Function of Pulse Duration in the Femto to Picosecond Regime," in Optical Interference Coatings(Optical Society of America, Tucson, Arizona, 2010), p. FA7.

147. B. Mangote, F. Lemarchand, M. Zerrad, L. Gallais, M. Commandré, and M. Lequime, "Femtosecond Laser Processing of Optical Thin Films: Experimental Tools and Results," in Optical Interference Coatings(Optical Society of America, Tucson, Arizona, 2010), p. FB2.

148. A. Melninkaitis, J. Mirauskas, M. Jeskevic, V. Sirutkaitis, B. Mangote, X. Fu, M. Zerrad, L. Gallais, M. Commandré, T. Tolenis, S. Kicas, and R. Drazdys, "Optical Resistance of Ion Beam Sputtered Zirconia/Silica and Niobia/Silica Mixture Coatings in Femtosecond Regime," in Optical Interference Coatings(Optical Society of America, Tucson, Arizona, 2010), p. FA6.

149. C. NDiaye, M. Zerrad, F. Lemarchand, D. Ausserre, and C. Amra, "Optical Coatings under Total Internal Reflection: Optimization of the over-Intensity for Sensor Applications," in Optical Interference Coatings(Optical Society of America, Tucson, Arizona, 2010), p. TuA11.

150. J. Sorrentini, M. Zerrad, G. Soriano, and C. Amra, "Analytical Description Of Spatial Depolarization," in Latin America Optics and Photonics Conference (Optical Society of America, Recife, 2010), p. PDPTuK2.

151. M. Zerrad, M. Lequime, C. Deumie, and C. Amra, "A Goniometric Instrument for a Spatially Resolved Scattering and Polarimetric Characterisation of Optical Coatings," in Optical Interference Coatings(Optical Society of America, Tucson, Arizona, 2010), p. ThD7.

152. M. Zerrad, J. Sorrentini, and C. Amra, "Speckle Histograms for a Direct Determination of Cross-Correlation Laws in the Light Scattering Process of Multilayer Optics," in Optical Interference Coatings(Optical Society of America, Tucson, Arizona, 2010), p. ThE8.

153. M. Zerrad, J. Sorrentini, G. Soriano, C. Amra. Electromagnetic prediction of multiscale depolarization . Optical Micro- and Nanometrology III, 2010, Bruxelles, Belgium. 7718, pp.771814, 2010.

154. J. Sorrentini, M. Zerrad, C. Amra. Statistical signatures of random media: application to selective cancellation of scattered light. Optical Micro- and Nanometrology III, 2010, Bruxelles, Belgium. pp.77180D, 2010

155. M. Zerrad, M. Lequime, C. Deumie, C. Amra. CCD-ARS set-up: a comprehensive and fast high sensitivity characterisation tool for optical components. C. Gorecki, A. K. Asundi, W. Osten. Optical Micro- and Nanometrology, Apr 2010, Brussels, Belgium. SPIE, 7718, pp.77189, 2010

156. M. Zerrad, J. Sorrentini, G. Soriano, H Tortel, C. Amra, “Electromagnetic prediction of light depolarization for an optimized polarimetric contrast” , in 5th EOS Topical Meeting on Advanced Imaging Techniques, 2010, Engelberg, Switzerland

157. A. Melnikaitis, J. Mirauskas, M. Jeskevic, V. Sirutkaitis, B. Mangote, et al.. Optical Resistance of Ion Beam Sputtered Zirconia/Silica and Niobia/Silica Mixture Coatings in Femtosecond Regime. Science and society in modern Europe, 2010, vilnius, Lithuania. <hal-00521916>

158. A. Melnikaitis, T. Tolenis, L. Mazule, J. Mirauskas, V. Sirutkaitis, et al.. Complex study of zirconia-silica and niobia-silica composite coatings produced by ion beam sputtering. Laser-Induced Damage in Optical Materials: 2010, 2010, Boulder, United States. 7842, pp.784203, 2010. <hal-00561218>

159. C. Amra, J. Sorrentini, L. Arnaud, M. Zerrad, P. Tchamitchian, A. D. Silva, G. Georges, L. Siozade, and C. Deumié, "Angle-Resolved Ellipsometric Data for Selective Imaging in Scattering Media," in Diffuse Optical Imaging II, R. a. H. A. Cubeddu, ed. (Optical Society of America, Munich, 2009), p. 7369_7310.

160. B. Mangote, L. Gallais, M. Commandre, M. Zerrad, J.Y., et al.. Subpicosecond pulse laser damage behavior of dielectric thin films prepared by different techniques. Laser-Induced Damage in Optical Materials: 2009, 2009, France. 7504, pp.75040Q, 2009.

161. M. Zerrad, M. Lequime, C. Deumie, and C. Amra, “Characterization and cleaning control of optical coatings by using a goniometric light scatter instrument with sample imaging ability” International Conference on Space Optics octobre 2008

162. C. Zerrouki, P. Pinot, F. de Fornel, N. Fourati, H. Nasrallah, Z. Silvestri, S. Monnoy, M. Zerrad, C. Deumié, C. Amra, S. Ducourtieux, Random roughness standards: needs and applications, JNTE08, Toulouse, November 19-21, 2008. (Poster)

163. N. Fourati, Z. Silvestri, H. Nasrallah, M. Zerrad, C. Zerrouki, F. de Fornel, C. Deumié, C. Amra, S. Ducourtieux, P. Pinot, S. Monnoy, Towards nanoroughness standards with a continuum of spatial frequencies, NanoScale 2008, Torino, Italy, September 20-21, 2008. (Poster)
164. C. Amra, C. Deumie, G. Georges, L. Arnaud, M. Zerrad, et al.. Selective cancellation of scattered light in optical substrates and coatings. Laser-Induced Damage in Optical Materials: 2007, 2007, Boulder, United States. 6720, pp.67201G, 2007.
165. M. Zerrad, M. Lequime, C. Deumie, and C. Amra, "Characterization of Optical Coatings with a CCD Angular and Spatial Resolved Scatterometer," in Optical Interference Coatings(Optical Society of America, Tucson, Arizona, 2007), p. ThA5.
166. C. Deumié, M. Zerrad, M. Lequime, C. Amra, and M. Ewart, "Light scattering characterization of superpolished transparent substrates," in Optical Interference Coatings(Optical Society of America, Tucson, Arizona, 2004), p. WE3.

Conférences internationales avec Proceedings

167. C. Amra, M. Zerrad, M. Lequime, S. Liukaityte,"An attempt towards a "direct scatterometer", Optical Fabrication, Testing and Metrology, JENA 2105
168. S. Liukaityte, M. Lequime, M. Zerrad, T. Begou, J. Lumeau, and C. Amra, "Ultra-wide dynamic range system for the spectral transmission measurement of complex optical filters", Advances in Optical Thin Films JENA (2015).
169. S. Liukaityte, M. Zerrad, M. Lequime, Thomas Begou and C. Amra "Measurements of angular and spectral resolved scattering on complex optical coatings", Advances in Optical Thin Films JENA (2015)
170. C. Grèzes-Besset, H. T. Krol, G. Chauveau, D. Stojcevski, C. Bondet de la Bernardie, M. Zerrad, S. Liukaityte, M. Lequime, C. Amra ", Metal-dielectric absorbers with magnetron sputtering technique" Advances in Optical Thin Films JENA (2015)
171. R. Le Goff, H. Krol, C. Grèzes-Besset, M. Lequime, T. Begou, C. Hecquet, M. Zerrad, B. Badoil, G. Montay, K. Gasc, "Multispectral filters assemblies for earth remote sensing imagers" ICSO 2014, Tenerife
172. C. Grezes-Besset, H. Krol, C. Bondet De La Bernardie, M. Zerrad, S. Liukaityte, M. Lequime, C. Amra. P. Etcheto, I. Savin de Larclause "Absorbing coating in Magnetron sputtering for parasitic light reduction" ICSO 2014, Tenerife
173. M. N'Diaye, K. Dohlen, T. Fusco, K. El Hadi, R. Soummer, S. Cuevas, M. Zerrad, and M. Ferrari, "Lab results of the circular phase mask concepts for high-contrast imaging of exoplanets," in Conference on Modern Technologies in Space-and Ground-Based Telescopes and Instrumentation II(Amsterdam, NETHERLANDS, 2012).
174. C. Amra, C. Ndiaye, M. Zerrad, and F. Lemarchand, "Optimal Design for Field Enhancement In Optical Coatings," Advances in Optical Thin Films Iv 8168 (2011).
175. B. Mangote, L. Gallais, M. Zerrad, M. Commandre, L. H. Gao, F. Lemarchand, M. Lequime, A. Melninkaitis, J. Mirauskas, V. Sirutkaitis, S. Kicas, T. Tolenis, R. Drazdys, M. Mende, L. Jensen, H. Ehlers, and D. Ristau, "Study of the laser matter interaction in the femtosecond regime. Application to the analysis of the laser damage of optical thin films," Advances in Optical Thin Films Iv 8168 (2011).
176. M. Zerrad, M. Lequime, and C. Amra, "Multimodal scattering facilities and modelization tools for a comprehensive investigation of optical coatings," Optical Fabrication, Testing, and Metrology Iv 8169 (2011).
177. B. Mangote, L. Gallais, A. Melninkaitis, J. Mirauskas, M. Zerrad, M. Jeskevic, V. Sirutkaitis, and M. Commandre, "Investigation of laser damage in single layer coatings with pulse durations from 45fs to 24ps," in Laser-Induced Damage in Optical Materials: 2010, G. J. Exarhos, V. E. Gruzdev, J. A. Menapace, D. Ristau, and M. J. Soileau, eds. (2010).
178. A. Melninkaitis, T. Tolenis, L. Mazule, J. Mirauskas, V. Sirutkaitis, B. Mangote, X. Fu, M. Zerrad, L. Gallais, M. Commandre, S. Kicas, and R. Drazdys, "Complex study of zirconia-silica and niobia-silica composite coatings produced by ion beam sputtering," Laser-Induced Damage in Optical Materials: 2010 7842 (2010).

179. J. Sorrentini, M. Zerrad, and C. Amra, "Statistical signatures of random media: Application to selective cancellation of scattered light," in Optical Micro- and Nanometrology Iii, C. Gorecki, A. K. Asundi, and W. Osten, eds. (2010).
180. M. Zerrad, M. Lequime, C. Deumie, and C. Amra, "CCD-ARS set-up: a comprehensive and fast high sensitivity characterisation tool for optical components," in Optical Micro- and Nanometrology Iii, C. Gorecki, A. K. Asundi, and W. Osten, eds. (2010).
181. M. Zerrad, J. Sorrentini, G. Soriano, and C. Amra, "Electromagnetic prediction of multiscale depolarization," in Optical Micro- and Nanometrology Iii, C. Gorecki, A. K. Asundi, and W. Osten, eds. (2010).
182. C. Amra, C. Deumie, G. Georges, L. Arnaud, M. Zerrad, C. Grezes-Besset, and F. Chazallet, "Selective cancellation of scattered light in optical substrates and coatings - art. no. 67201G," in Laser-Induced Damage in Optical Materials: 2007, G. J. Exarhos, A. H. Guenther, K. L. Lewis, D. Ristua, M. J. Soileau, and C. J. Stolz, eds. (2008), pp. G7201-G7201.
183. C. Deumié, C. Amra, G. Georges, L. Arnaud, M. Zerrad, J. Sorrentini "Selective Cancellation of Polarized Speckle Pattern in Random Media," Photonic West 2008
184. M. Zerrad, M. Lequime, C. Deumie, and C. Amra, "Development of a goniometric light scatter instrument with sample imaging ability," Optical Fabrication, Testing, and Metrology Iii 7102 (2008).
185. M. Zerrad, M. Lequime, C. Deumie, and C. Amra, "Characterization and cleaning control of optical coatings by using a goniometric light scatter instrument with sample imaging ability" International Conference on Space Optics octobre 2008, Toulouse, France

Conférences nationales

186. A. Alwakil, M. Zerrad , M. Bellieud , D. Veynante , F. Enguehard , N. Rolland , S. Volz and C. Amra, « Transformational Fluctuation Electrodynamics » Colloque National Métamatériaux 2017 Paris 2017
187. M. Zerrad, G. Soriano, A. Ghabbach, Q. Ailloud, et C. Amra , «Sonder le désordre spatial des milieux avec les statistiques temporelles de la lumière », JIONC 2017, Paris
188. C. Amra, M. Zerrad, G. Soriano, « Polarisation en milieu désordonné », GDR Ondes/MesoImage–Imagerie et détection à partir du bruit ambiant ou du champ diffus –Paris, France –2016
189. M. Zerrad, A. Ghabbach, Q. Ailloud, G. Soriano et C. Amra, «Analyse locale et statistique des paramètres de polarisation du speckle », Assemblée générale du GDR Ondes, Lyon, 2015
190. M. Zerrad, A. Ghabbach, Q. Ailloud, G. Soriano et C. Amra « Statistiques de polarisation en milieux désordonnés : signatures des milieux diffusants et rôle des coefficients croisés », Assemblée générale du GDR Ondes, Lyon, 2015
191. A. Alwakil, M. Zerrad, M. Bellieud, C. Amra, "Thermal Metamaterials & Inverse Transformation in Heat Conduction ", Thermal Nanosciences and NanoEngineering" GDR Workshop, Paris, 2015
192. M. Zerrad, A. Ghabbach, G. Soriano et C. Amra, « Statistiques de polarisation en milieux désordonnés : Signatures des milieux diffusants », Horizons de l'optique, Optique Rennes 2015
193. M. Zerrad, A. Ghabbach, G. Soriano et C. Amra, « Métrologie spatialement résolue des paramètres de polarisation d'un champ de speckle : analyse locale et statistique », Horizons de l'optique, Optique Rennes 2015
194. D. Petiteau, S. Guenneau, M. Bellieud, M. Zerrad et C. Amra, « Efficacité spectrale de métamatériaux thermiques obtenus par application des transformations optiques de l'espace » , Horizons de l'optique, Optique Rennes 2015
195. S. Liukaityte, M. Zerrad, M. Lequime et C. Amra , « Mesure spectralement et angulairement résolue de la lumière diffusée par les filtres interférentiels complexes » , Horizons de l'optique, Optique Rennes 2015
196. S. Liukaityte, M. Lequime, M. Zerrad et C. Amra, , « Mesure large bande de la transmission spectrale de filtres optiques complexes présentant des densités supérieures à 12 » , Horizons de l'optique, Optique Rennes 2015
197. M. Zerrad, A. Ghabbach, G. Soriano, C. Amra, « Statistiques de polarisation en milieu désordonné : prédiction, modélisation et instrumentation» JIONC 2015, Paris

198. A. Ghabbach, M. Zerrad, G. Soriano, C. Amra, « Mesure spatialement résolue des paramètres de polarisation d'un champ de speckle » JIONC 2014, Paris
199. J. Dupont, X. Orlik, A. Ghabbach, M. Zerrad, G. Soriano, C. Amra "Etude de la polarimétrie du speckle pour la discrimination entre diffusions surfacique et volumique » JIONC 2014, Paris
200. G. Soriano, M. Zerrad, C. Amra « Effets de la diffusion par un milieu désordonné sur la cohérence temporelle et la polarisation du speckle » journée EPOS, Marseille, 2013
201. M. Zerrad, M. Lequime, S. Liukaityte, and C. Amra « Quantification spatialement résolue de la topographie d'une surface par une mesure d'intensité diffusée en champ lointain » Assemblée Générale GDR Ondes , Dijon, 2013
202. A. L. Lereu, M. Zerrad, C. Ndiaye, C. Amra "Multi-dielectric stacks supporting giant optical field enhancement"Assemblée Générale GDR Ondes , Dijon, 2013
203. M. Lequime, B. Gralak, S. Guenneau, M. Zerrad, C. Amra, « Apport des matériaux à indice négatif à la conception de filtres optiques interférentiels », , Assemblée Générale GDR Ondes , Dijon, 2013
204. M. Zerrad, G. Soriano, A. Ghabbach, C. Amra « Comportement polarimétrique de la lumière diffuse : Rôle des coefficients croisés de diffusion », Assemblée Générale GDR Ondes , Dijon, 2013
205. G. Soriano, M. Zerrad, C. Amra « Une cartographie de la cohérence temporelle du speckle diffracté par un milieu désordonné » Assemblée Générale GDR Ondes , Dijon, 2013
206. A. Ghabbach, M. Zerrad, G. Soriano, M. Lequime and C. Amra, « Métrologie sub speckledu comportement polarimetrique local de la lumière diffusée à une échelle sub-speckle » , Assemblée Générale GDR Ondes , Dijon, 2013
207. D. Petiteau, M. Zerrad, S. Guenneau, C. Amra, « Analogie optique-thermique:Les transformations optiques appliquées à la diffusion de la chaleur », Assemblée Générale GDR Ondes , Dijon, 2013
208. A. Ghabbach, M. Zerrad, G. Soriano, M. Lequime et C. Amra , « Métrologie de l'état de polarisation local de la lumière diffuse à une échelle sub-speckle » Optique Paris 2013
209. S. Liukaityte, M. Zerrad, M. Lequime et C. Amra, « Mesure de BRDF spatialement et spectralement résolue : quantification de la topographie de surface en champ lointain », Optique Paris 2013
210. D. Petiteau, M. Zerrad, S. Guenneau et C. Amra, « Les transformations optiques pour un management des flux de chaleur », Optique Paris 2013
211. M. Zerrad, G. Soriano, A. Ghabbach, C. Amra, « Repolarisation de la lumière par des milieux désordonnés », JIONC 2013, Paris
212. A. Ghabbach, M. Zerrad, G. Soriano, C. Amra, « Métrologie de l'état de polarisation dans le grain de speckle diffusé par une surface rugueuse »" JIONC 2013, Paris
213. P. Réfrégier, M. Zerrad, C. Amra, « Ordre et désordre de la polarisation de la lumière diffusée par des milieux totalement dépolarisants » JMC 2012, Montpellier
214. M. Zerrad, G. Soriano, A. Ghabbach, H. Tortel, J. Sorrentini, C. Amra, "Signatures de cohérence et polarisation des milieux complexes », JIONC 2012
215. C. Amra, M. Zerrad, G. Soriano, H. Tortel, J. Sorrentini, A. Ghabbach « Cohérence et polarisation de la lumière diffuse: le rôle des « coefficients croisés » de diffusion », Journée EPOS, novembre 2011 Marseille
216. M. Zerrad, J. Sorrentini, G. Soriano, C. Amra " Dépolarisation spatiale et repolarisation temporelle" Horizons de l'optique, Marseille, France 2011
217. M. Zerrad, C. Grèzes-Besset, M. Lequime, C. Amra " Diffusion lumineuse dans les filtres interférentiels complexes " Horizons de l'optique, Marseille, France 2011
218. C. Ndiaye, F. Lemarchand, M. Zerrad, D. Ausserré et C. Amra" JNOG, « Synthèse Multi-Diélectrique pour une Exaltation Optique Géante », Marseille, France 2011
219. M. Zerrad, H. Tortel, G. Soriano, J. Sorrentini, C. Amra « Comparaison des effets de surface et volume dans la quantification électromagnétique de la dépolarisation spatiale » A.G. du GDR ondes novembre 2011, Nice
220. M. Zerrad, J. Sorrentini, G. Soriano, H. Tortel et C. Amra, « « Repolarisation » de la lumière naturelle par des milieux complexes » Journées d'Imagerie Optique Non-Conventionnelle. 2011

221. M. Zerrad et M. Lequime « Etude de composants optiques via une analyse spatialement résolue du comportement polarimétrique et angulaire de la lumière diffusée" Journée Couches minces Optiques, Palaiseau,2011

222. C. Ndiaye, F. Lemarchand, M. Zerrad, D. Ausserré, C. Amra, « Exaltation optique géante : une structure « optimale » ? », Journée Couches minces Optiques, Palaiseau, 2011

223. B. Mangote, L. Gallais, M. Zerrad, M. Commandre, L.H. Gao, et al.. Etude de l'interaction laser matière en régime femtoseconde – Application à l'analyse des phénomènes d'endommagement laser dans les couches minces optiques. Journée Thématique COUCHES MINCES OPTIQUES, 2011, palaiseau, France. <hal-00561227>

224. M. Commandre, B. Mangote, L. Gallais, M. Zerrad, F. Wagner, et al.. Tenue au flux laser des composants optiques. 6ème Journée du Club Systèmes Optroniques pour l'Observation et la Surveillance, Oct 2011, Paris, France. <hal-00768552>

225. X. Fu, B. Mangote, M. Zerrad, L. Gallais, M. Commandre, et al.. Caractérisation de mixtures préparées par ion-beam sputtering. Journée Thématique COUCHES MINCES OPTIQUES, 2011, France. <hal-00561229>

226. M. Zerrad, J. Sorrentini, G. Soriano, H. Tortel et C. Amra, «Prédiction électromagnétique des effets de dépolarisation dans le speckle de l'onde monochromatique diffusée » Journées d'Imagerie Optique Non-Conventionnelle. 2010

227. M. Zerrad, J. Sorrentini, G. Soriano, H. Tortel et C. Amra,, « Prédiction électromagnétique des effets de dépolarisation à l'échelle du grain de speckle pour une amélioration du contraste polarimétrique », Journées thématique, GDR Ondes GT7 : « Ondes et imagerie en milieux complexes et biologiques 2010

228. Deumie C., Amra C., Da Silva A., Georges G., Latour G., Siozade L., Zerrad M., Hoffart L., « Imagerie sélective en milieu diffusant » , Workshop Cerimed, France (2009)

229. J. Sorrentini, M. Zerrad , C. Amra, « Analyse multi-échelle de la polarisation en milieu complexe pour application à l'imagerie ellipsométrique selective »., Journées Polarisation, France (2009)

230. J. Sorrentini, M. Zerrad, L. Arnaud, C. Deumié, C. Amra « Analyse des signaux ellipsométriques pour l'imagerie optique sélective » Journées d'Imagerie Optique Non-Conventionnelle. 2009

231. M. Zerrad, J. Sorrentini, L. Arnaud, G. Georges, C. Deumié, C. Amra « Signatures statistiques de milieux diffusants : corrélation aux données ellipsométriques » OptDiag 2009

232. J. Sorrentini, M. Zerrad, C. Amra, « Analyse multi-échelle de la polarisation et signatures statistiques des milieux aléatoires » CMOI 2009

233. C. Zerrouki, N. Fourati, Z. Silvestri, P. Pinot, H. Nasrallah, F. de Fornel, M. Zerrad, C. Deumié, C. Amra, S. Monnoy, S. Ducourtieux, Nanorugosité et surfaces de référence ; intérêt de la densité spectrale de puissance, Réunion Générale "interférences d'ondes", 2 - 4 novembre 2009, Cnam, Paris. (Poster)

234. C. Zerrouki, P. Pinot, N. Fourati, Z. Silvestri, H. Nasrallah, F. de Fornel, M. Zerrad, C. Deumié, C. Amra, S. Monnoy, S. Ducourtieux, Phénomènes de surfaces à l'échelle nanométrique et moyens de caractérisation: Vers des étalons de rugosité, J3N, Toulouse, 21-23 octobre 2009. (Poster)

235. C. Amra, M. Zerrad, L. Siozade, G. Georges, L. Arnaud, C. Deumié,"Dépolarisation induite par la présence de centres diffusants : analyse multi-échelle » Journées d'Imagerie Optique Non-Conventionnelle. 2008

236. C. Zerrouki, P. Pinot, N. Fourati, Z. Silvestri, H. Nasrallah, M. Zerrad, F. de Fornel, C. Deumié, C. Amra, S. Monnoy, S. Ducourtieux, Phénomènes de surfaces à l'échelle nanométrique et moyens de caractérisation: Vers des étalons de rugosité, J3N, Grenoble, 20-22 octobre 2008. (Poster)

237. N. Fourati, Z. Silvestri, H. Nasrallah, M. Zerrad, C. Zerrouki, F. de Fornel, C. Deumié, C. Amra, S. Ducourtieux, P. Pinot, S. Monnoy, « Phénomènes de surfaces à l'échelle nanométrique et moyens de caractérisation: Vers des étalons de rugosité », J3N, Paris, 25-27 septembre 2007. (Poster)

238. M. Zerrad, M. Lequime, C. Deumié, "Développement d'un analyseur CCD pour la caractérisation d'une surface optique" CMOI 2006, Mulhouse

239. M. Zerrad, C. Deumie, M. Lequime, C. Amra. Caractérisation par diffusion lumineuse des deux faces d'un échantillon transparent. CRIEC 2005, 2005, Lille, France. 2005.

240. M. Zerrad, C. Deumié, M. Lequime, « Diffusion de la lumière par des substrats transparents: caractérisation d'états de surfaces ». Horizons de l'optique (2003)

Résumé :

On trouvera dans ce document un bilan de 10 années de recherches menées en optique et photonique. La première partie est consacrée aux travaux réalisés depuis ma soutenance de thèse en 2007 sur la thématique de la diffusion lumineuse dans les filtres interférentiels multicouches, avec un intérêt particulier pour la métrologie fine des faibles flux et la gestion des problématiques propres aux couches minces optiques. Ces activités constituent mon premier cœur de métier et se positionnent aujourd'hui au premier plan de la scène internationale. Les équipements et outils numériques développés dans ce cadre sont rassemblés au sein d'une plateforme d'expertise reconnue et soutenue par les différents acteurs de l'optique pour le spatial (industriels, donneurs d'ordre et laboratoires).

Dans le prolongement de ces caractérisations de milieux faiblement perturbatifs, l'activité s'est naturellement étendue aux milieux fortement désordonnées pour lesquels des outils d'analyse propres ont été développés, de nature métrologique, numérique, phénoménologique ou théorique. En particulier, les outils de l'optique statistique ont été couplés à ceux de l'optique électromagnétique pour analyser le comportement polarimétrique du speckle d'intensité dans la lumière diffuse. Ces outils ont permis de mettre en évidence les phénomènes de dépolarisation spatiale (globale) et de repolarisation temporelle (locale), que nous avons reliés au poids des coefficients croisés de diffusion. Un bilan de ces travaux fait l'objet de la partie II.

Par ailleurs, dans le contexte d'études portant sur l'optimisation du contraste pour la microscopie optique, de nouvelles idées ont émergé pour répondre à la problématique de la génération d'exaltations du champ électromagnétique, qui ne fassent pas appel à des structures dissipatives (plasmoniques). Les travaux présentés dans la troisième partie décrivent les différentes méthodes de synthèse mises en œuvre, notamment basées sur le principe des couches d'admittances nulles. Ces méthodes permettent aujourd'hui de façonner à souhait des exaltations géantes de plusieurs décades fonctionnant simultanément sur plusieurs longueurs d'onde et incidences d'éclairement.

Enfin et plus récemment, dans la continuité de ces travaux, le formalisme des admittances propres aux couches minces optiques a été étendu au domaine de la chaleur. Cette analogie optique/thermique présentée en partie IV nous a alors amené à étendre les techniques de transformations d'espace pour synthétiser des métamatériaux thermiques capables de créer des illusions (mimétisme).

Abstract :

This paper presents the review of 10 years research in optics and photonics. The first part is devoted to the work led since my PhD thesis in 2007 in the field of light scattering in optical interferential coatings, with a focus on the fine metrology of low levels and the management of the optical multilayers problematics. These activities are now at the international state of art and the metrological and numerical tools developed in this context form an expertise platform known and supported by the numerous actors of space optics (industrials, space agencies and laboratories).

From these studies of slight perturbative media, the activity naturally spread to disordered media for which metrological, numerical, phenomenological or theoretical tools were developed. Particularly, statistical optics concepts have been coupled with electromagnetic optics to analyse the polarimetric behavior of scattered speckle intensity. These tools allowed to highlight the phenomena of spatial depolarization (global) and temporal repolarization (local) and both were related to the weight of cross scattering coefficients. A review of this work is presented in Part II.

Moreover, in the context of studies dealing with the optimization of optical microscopy contrast, new ideas have merged to answer to the problematic of enhancement of the electromagnetic field, without using any dissipative (plasmonic) structures. The work presented in the third part describes the different methods of synthesis implemented, based, for example, on the principle of zero admittance layers. These methods now make it possible to form tailored giant enhancements of several decades operating simultaneously on several wavelengths and angles of incidences.

Finally, and more recently, in the continuity of these works, the admittances formalism, widely used in optical thin films, has been extended to the field of heat. This optical propagation / heat diffusion analogy, presented in part IV, led us to extend the techniques of space transformations to design thermal meta-materials which can create illusions (mimicking).