



## Programme et publications CDOP

**Date: Mardi, 03.07.2018**

**14:00 - 16:00**      **O2-D: Session Orale CDOP #1**  
Amphi Stieltjes      Diagnostics interférométriques et vibrométrie

**Date: Mercredi, 04.07.2018**

**8:30 - 10:30**      **O3-D: Session Orale CDOP #2**  
Amphi Stieltjes      Imagerie et Spectroscopie

**11:00 - 12:30**      **O4-D: Session Orale CDOP #3**  
Amphi Stieltjes      Méthodes avancées de caractérisation

### Présentations

#### O2-D: Session Orale CDOP #1

Heure: Mardi, 03.07.2018: 14:00 - 16:00 · Salle: Amphi Stieltjes

Diagnostics interférométriques et vibrométrie

**14:00 - 14:15**

##### VIBROMETRIE HOLOGRAPHIQUE CHAMP LARGE A 100KHZ

**P. Picart<sup>1</sup>, L. Lagny<sup>1</sup>, J. Poittevin<sup>1</sup>, C. Faure<sup>1</sup>, J. LeMeur<sup>2</sup>, K. Heggarty<sup>2</sup>, F. Gautier<sup>1</sup>, C. Pezerat<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>LE MANS UNIVERSITE, France; <sup>2</sup>Telecom Bretagne, Département d'Optique, IMT-Atlantique; [pascal.picart@univ-lemans.fr](mailto:pascal.picart@univ-lemans.fr)

Cet article présente une méthode de vibrométrie holographique numérique pour la mesure de vibrations plein champ à une fréquence d'images très élevée. Les résultats expérimentaux démontrent la pertinence de l'approche proposée en fournissant une mesure de vibrations sur un diamètre de plus de 20cm à une fréquence d'acquisition de 100 kHz.

**14:15 - 14:30**

##### DISPARITION DE FRANGE INTERFEROMETRIQUE DANS UN CAPTEUR LASER DE DISTANCE ABSOLUE EN RETRO-INJECTION OPTIQUE

**M. Veng, F. Bony, J. Perchoux**

LAAS CNRS, France; [menkong.veng@enseeiht.fr](mailto:menkong.veng@enseeiht.fr)

La disparition de franges en interférométrie Laser par « self-mixing » se produit lorsque le courant d'injection du laser est modulé en forme d'onde triangulaire avec fort taux de réflexion de la cible dans la cavité laser. 2 lots de franges par période du signal de modulation disparaissent à chaque incrément de  $2\pi$  du paramètre de rétroaction C.

14:30 - 14:45

### **OPTICS AT THE SERVICE OF GEOSCIENCE: HIGH-PRECISION FIBER INTERFEROMETER DEVELOPMENT FOR APPLICATIONS IN GEOPHYSICS AND IN INDUSTRY**

**H. C. Seat<sup>1</sup>, M. Cattoen<sup>1</sup>, O. Bernal<sup>1</sup>, F. Lizion<sup>1</sup>, G. Ravet<sup>1</sup>, L. Michaut<sup>1</sup>, J. Chéry<sup>2</sup>, F. Boudin<sup>3</sup>, P. Bernard<sup>4</sup>, C. Brunet<sup>4</sup>, P. Chawah<sup>5</sup>, G. Plantier<sup>6</sup>, A. Sourice<sup>6</sup>, S. Gaffet<sup>7</sup>, D. Boyer<sup>7</sup>, A. Cavailhou<sup>7</sup>**

<sup>1</sup>Université de Toulouse, LAAS-CNRS, INP Toulouse, France; <sup>2</sup>Géosciences Montpellier, CNRS-Univ de Montpellier, Montpellier, France; <sup>3</sup>Laboratoire de Géologie, ENS Paris, France; <sup>4</sup>IPG, Paris, France; <sup>5</sup>Aquitaine Electronique, Pau, France; <sup>6</sup>ESEO, Angers, France; <sup>7</sup>LSBB, Rustrel, France; [seat@enseeiht.fr](mailto:seat@enseeiht.fr)

We report the development of fiber interferometric sensors based on the Fabry-Perot device to interrogate three geophysics instruments for geophysics research and in industry. This research is motivated by the increasing need to monitor seismic risks and to evaluate active zones for better risk management.

14:45 - 15:00

### **BRUITS ET BIAIS EN HOLOGRAPHIE HORS AXE : LIMITES POUR L'APPLICABILITE A LA THERMO ACOUSTIQUE**

**L. Gong, G. Penelet, P. Picart**

LE MANS UNIVERSITE, France; [pascal.picart@univ-lemans.fr](mailto:pascal.picart@univ-lemans.fr)

Cet article présente une analyse des bruits et biais en interférométrie holographique hors axe appliquée à l'étude des résonateurs thermo-acoustiques.

15:00 - 15:15

### **ETUDE DE LA FRAGMENTATION DE GOUTTES PAR HOLOGRAPHIE NUMERIQUE EN LIGNE**

**Z. Essaidi, P. Lauret, L. Aprin, F. Heymes, P. Slangen**

Mines Alès, France; [zacaria.essaidi@mines-ales.fr](mailto:zacaria.essaidi@mines-ales.fr)

Nous abordons la fragmentation de goutte de différents liquides placés en sorti d'un tube à choc. Un dispositif de tube à choc a été mis en place et caractérisé par ombroscopie et imagerie rapide. Des gouttes fragmentées sont imagées par holographie numérique et restituées par retropropagation.

15:15 - 15:30

### **B IO - SENSING BY OPTICAL FEEDBACK INTERFEROMETRY : APPLICATION TO SUBCUTANEOUS VEINS FLOWMETRY**

**S. Magaletti, J. Perchoux, C. Tronche, F. Jayat, T. Bosch, A. Quotb**

LAAS, France; [adam.quotb@laas.fr](mailto:adam.quotb@laas.fr)

Optical feedback interferometry (OFI) has been widely used for in vitro or ex vivo flowmetry measurements. This work is intended to present the possibility to use this technique for subcutaneous vein detection. By scanning the skin, the system is able to reconstruct a 2D blood flow image of a vein located just under the skin.

15:30 - 15:45

### **ANALYSE DES CATASTROPHES ET SINGULARITES OPTIQUES COMME DIAGNOSTICS DES ECOULEMENTS PARTICULAIRES**

**F. Onofri**

IUSTI - UMR n°7343 CNRS/Aix-Marseille Université, France; [fabrice.onofri@univ-amu.fr](mailto:fabrice.onofri@univ-amu.fr)

Cette communication dresse un bilan des méthodes de caractérisation de particules par analyse des catastrophes et singularités optiques. La modélisation de ces dernières fait appel à des modèles asymptotiques. Les méthodes expérimentales reposent sur l'analyse du champ lointain (angle d'arc-en-ciel, critique,...) ou du champ proche par holographie.

15:45 - 16:00

### **MESURES DU MICROMELANGE PAR UNE TECHNIQUE A DEUX LONGUEURS D'ONDES D'UNE FLUORESCENCE INDUITE PAR PLAN LASER ET QUENCHEE PAR PH.**

**S. Simoens, T. Lacassagne, A. Fematortiz, M. Elhajem, J. Champagne**

CNRS/LMFA, France; [serge.simoens@ec-lyon.fr](mailto:serge.simoens@ec-lyon.fr)

L'objectif de ce travail est de présenter la mise en œuvre d'une technique originale permettant de traiter par visualisation optique 2D les problèmes liés en particulier aux absorptions lumineuses qui sont importantes dès lors que l'expérience est de grande dimension.

## O3-D: Session Orale CDOP #2

Heure: Mercredi, 04.07.2018: 8:30 - 10:30 · Salle: Amphi Stieltjes

Imagerie et Spectroscopie

8:30 - 8:45

### Imagerie active à crénelage temporel multi-longueurs d'onde dans sa forme superposée

**A. Matwyschuk**

Institut franco-allemand de recherches de Saint-Louis, France; [alexis.matwyschuk@isl.eu](mailto:alexis.matwyschuk@isl.eu)

Après avoir posé les bases du principe de l'imagerie active à crénelage temporel multi-longueurs d'onde dans sa forme juxtaposée, son utilisation dans sa forme superposée a été étudiée. Chaque impulsion laser émise avec une longueur d'onde différente visualise l'objet suivi à un moment précis donnant ainsi sa trajectoire, sa vitesse et son accélération.

8:45 - 9:00

### Imagerie par étirage temporel : application à la détection d'événements ultra-courts et non-répétitifs

**P.-H. Hanzard, T. Godin, S. Idlahcen, C. Rozé, A. Hideur**

CORIA UMR 6614 CNRS Université de Rouen Normandie, France; [hanzardp@coria.fr](mailto:hanzardp@coria.fr)

Nous rapportons le développement d'une technique d'imagerie toute optique très haute cadence dédiée à l'étude de phénomènes ultra-rapides. En encodant l'information spatiale dans le spectre d'impulsions ultra-courtes cette méthode permet, pour la première fois, le suivi d'ondes de choc uniques générées par ablation laser à une cadence de 80 MHz.

9:00 - 9:15

### Imagerie hyperspectrale active dans l'infrarouge thermique

**C. El Fakir<sup>1</sup>, L. Poffo<sup>1</sup>, B. Billiot<sup>2</sup>, P. Besnard<sup>1</sup>, J.-M. Goujon<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Institut Foton, France; <sup>2</sup>All-CMI, France; [chaimae.elfakir@univ-rennes1.fr](mailto:chaimae.elfakir@univ-rennes1.fr)

L'imagerie active permet d'associer au système d'observation une source d'éclairage artificielle à spectre contrôlé. Les variations de réflexion et transmission spectrale par imagerie active dans l'infrarouge thermique (7-13  $\mu\text{m}$ ), acquises sur le banc proposé, seront corrélées avec d'autres méthodes de caractérisation et diagnostic des matériaux.

9:15 - 9:30

### Développement d'une méthode de mesure granulométrique haute fréquence par imagerie infrarouge : application aux dispersions d'eau par explosif

**R. Gilblas<sup>1</sup>, Y. Le Maout<sup>1</sup>, N. Lecysyn<sup>2</sup>, D. Capdeville<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Institut Clément Ader (ICA), Université de Toulouse, CNRS, Mines Albi, UPS, INSA, ISAE-SUPAERO, Campus Jarlard, 81013 Albi CT Cedex 09, France; <sup>2</sup>Centre d'études de Gramat, Commissariat à l'Énergie Atomique, 46500 Gramat, France; [rgilblas@mines-albi.fr](mailto:rgilblas@mines-albi.fr)

Cette étude présente le développement et l'évaluation d'une méthode de mesure de la granulométrie haute fréquence appliquée à la dispersion d'eau par explosif. Cette méthode est basée sur la mesure de champs de transmission dans l'infrarouge, elle-même reliée à la granulométrie du nuage via la théorie des milieux diffusants de Mie.

9:30 - 9:45

### Méthode linéaire de restitution de la réponse spatiale de pixels infrarouges refroidis à partir de données lacunaires.

**E. Huard, S. Derelle, J. Primot, J. Jaeck**

ONERA, France; [edouard.huard@onera.fr](mailto:edouard.huard@onera.fr)

Afin d'évaluer la réponse spatiale de pixels infrarouges, une image haute résolution, comprenant un ensemble discret de fréquences spatiales d'amplitudes prévisibles, est projetée sur le détecteur, via un réseau continu auto-imageant. Les données discrètes sont alors traitées linéairement pour restituer la réponse 2D continue des pixels.

9:45 - 10:00

### Inspection automatisée d'assemblages mécaniques aéronautiques par vision 2D/3D en exploitant la maquette numérique

**H. Ben Abdallah<sup>1,2</sup>, I. Jovancevic<sup>2</sup>, J.-J. Orteu<sup>1</sup>, L. Brèthes<sup>2</sup>, B. Dolives<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>IMT Mines Albi, Institut Clément Ader, France; <sup>2</sup>DIOTASOFT, France; [jean-jose.orteu@mines-albi.fr](mailto:jean-jose.orteu@mines-albi.fr)

Cet article propose une méthodologie d'inspection automatisée d'assemblages mécaniques aéronautiques basée sur l'utilisation d'une caméra 2D et/ou d'un capteur 3D, et sur l'exploitation de la maquette numérique de l'assemblage. Il s'agit de vérifier que les éléments de l'assemblage sont présents, ou qu'ils ont été montés dans la bonne position.

10:00 - 10:15

### Reconstruction d'images hyperspectrales à faible coût pour un imageur pilotable à double dispersion

**I. Ardi<sup>1,2</sup>, T. Rouvier<sup>1</sup>, H. Carfantan<sup>1</sup>, S. Lacroix<sup>2</sup>, J. Roul<sup>2</sup>, A. Monmayrant<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>IRAP – Université de Toulouse, CNRS, CNES, Toulouse, France; <sup>2</sup>LAAS-CNRS – Université de Toulouse, CNRS, Toulouse, France; [ibrahim.ardi@irap.omp.eu](mailto:ibrahim.ardi@irap.omp.eu)

Nous nous intéressons à la reconstruction d'images hyperspectrales à partir d'un faible nombre d'acquisitions par un nouveau dispositif pilotable. Nous proposons des méthodes de reconstruction à faible coût de calcul, via une régularisation quadratique, tout en préservant les contours de l'image grâce à des segmentations de l'image panchromatique.

10:15 - 10:30

**MESURES LIDAR DES ESPECES H2O ET CO2 A L'AIDE DE LA SPECTROSCOPIE PAR TRANSFORMEE DE FOURIER A DOUBLE PEIGNES DE FREQUENCES**

**J. Oudin<sup>1</sup>, A. K. Mohamed<sup>1</sup>, P.-j. Hebert<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>ONERA, France; <sup>2</sup>CNES, France; [Jeremy.oudin@onera.fr](mailto:Jeremy.oudin@onera.fr)

Des mesures LIDAR IPDA utilisant la spectroscopie par transformée de Fourier à deux peignes de fréquences ont été réalisées pour mesurer la concentration d'espèces chimiques présentes dans l'atmosphère. Des premiers résultats ont été obtenus sur une distance de 140 m permettant de détecter et d'évaluer la concentration en H2O et en CO2 de l'atmosphère.

## O4-D: Session Orale CDOP #3

Heure: Mercredi, 04.07.2018: 11:00 - 12:30 · Salle: Amphi Stieltjes

Méthodes avancées de caractérisation

11:00 - 11:15

### Mesure interférométrique in situ du coefficient de réflexion d'un empilement de couches minces optiques

**S. Nadji<sup>1</sup>, M. Lequime<sup>1</sup>, T. Begou<sup>1</sup>, C. Koc<sup>1</sup>, C. Grèzes-Besset<sup>2</sup>, J. Lumeau<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Institut Fresnel, France; <sup>2</sup>CILAS Aubagne, France; [michel.lequime@fresnel.fr](mailto:michel.lequime@fresnel.fr)

Nous présentons ici un montage interférométrique permettant de mesurer l'évolution, en amplitude et phase, du coefficient de réflexion d'un empilement de couches minces optiques. La structure de ce montage permet de s'affranchir des vibrations du bâti de dépôt et de la mise en rotation à grande vitesse du porte-substrat.

11:15 - 11:30

### MESURE D'ABSORPTION DE COUCHE OU DE MATERIAU : COMMENT ETALONNER ?

**H. Piombini, J. Avice, D. Picart, G. Damamme**

CEA; [herve.piombini@cea.fr](mailto:herve.piombini@cea.fr)

La connaissance de l'absorption dans les matériaux est importante car elle engendre des phénomènes (déformations, dépolarisation, endommagement, ...) quand on utilise des lasers de puissance. Souvent elle est négligée car on utilise des verres "transparents" car elle est difficile à mesurer.

11:30 - 11:45

### CARACTERISATION DE COUCHES NANOSTRUCTUREES PAR METHODE NON DESTRUCTIVE

**J. Avice<sup>1,2</sup>, H. Piombini<sup>1</sup>, C. Boscher<sup>1</sup>, P. Belleville<sup>1</sup>, G. Vaudel<sup>2</sup>, P. Ruello<sup>2</sup>, G. Brotons<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>CEA, France; <sup>2</sup>Institut des Molécules et Matériaux du Mans; [jeremy.avice@cea.fr](mailto:jeremy.avice@cea.fr)

Dans ce travail, nous nous focalisons sur les caractéristiques physiques des couches minces antireflets du Laser Mégajoule (LMJ). Par le biais d'une exposition aux vapeurs d'eau et d'ammoniac, les films antireflets subissent un renforcement mécanique pouvant parfois provoquer des fissurations en surface.

11:45 - 12:00

### FOCUSED BEAM SCATTEROMETRY EXPERIMENT FOR SIMULTANEOUS MEASUREMENT OF MULTIPLE PARAMETERS OF A SUBWAVELENGTH STRUCTURE

**A. Vella<sup>1</sup>, S. Head<sup>1</sup>, T. G. Brown<sup>1</sup>, M. A. Alonso<sup>1,2,3,4</sup>**

<sup>1</sup>University of Rochester, USA; <sup>2</sup>Institut Fresnel, France; <sup>3</sup>Ecole Centrale Marseille, France; <sup>4</sup>Aix-Marseille Université, France; [miquel.alonso@fresnel.fr](mailto:miquel.alonso@fresnel.fr)

We present a polarization-sensitive scatterometry experiment for the simultaneous measurement of multiple parameters of a deeply subwavelength structure. Initial experiments demonstrate that the method can be used to detect physical variations on sub-nanometer scales using an illumination wavelength of 1.064  $\mu\text{m}$ .

12:00 - 12:15

### Marqueur photoluminescent pour le diagnostic de l'histoire thermique à haute température

**É. Copin<sup>1</sup>, S. Amiel<sup>1</sup>, T. Sentenac<sup>1</sup>, Y. Le Maout<sup>1</sup>, P. Lours<sup>1</sup>, F. Ansart<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>ICA - IMT Mines Albi; <sup>2</sup>CIRIMAT; [etienne.copin@mines-albi.fr](mailto:etienne.copin@mines-albi.fr)

Un marqueur fluorescent thermosensible a été développé pour application haute température (1173 K-1423 K). Il offre la possibilité de déterminer l'histoire thermique avec une meilleure résolution thermique que les peintures thermochromes conventionnelles, et pourrait être facilement mis en œuvre sous forme de revêtement par des procédés sol-gel.

12:15 - 12:30

### Mesure à très grande dynamique des propriétés spectrales de filtres optiques interférentiels

**M. Lequime, M. Zerrad, C. Amra**

Institut Fresnel, France; [michel.lequime@fresnel.fr](mailto:michel.lequime@fresnel.fr)

Nous présentons ici la structure d'un spectrophotomètre permettant de mesurer, avec une dynamique de 12 décades et une résolution de 0,1 nm, la dépendance spectrale de la transmission, de la réflexion et de l'indicatrice de diffusion d'un filtre interférentiel. Les performances de ce système sont sans équivalent au niveau mondial.

# ANALYSE DES CATASTROPHES ET SINGULARITES OPTIQUES COMME DIAGNOSTICS DES ECOULEMENTS PARTICULAIRES

Fabrice Onofri<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Aix-Marseille Université, CNRS, IUSTI, UMR 7343, 13453 Marseille, France

[fabrice.onofri@univ-amu.fr](mailto:fabrice.onofri@univ-amu.fr)

## RÉSUMÉ

Cette communication dresse un bilan des méthodes de caractérisation de particules par analyse des catastrophes et singularités optiques: caustiques pli, ombilic hyperbolique, faible et diffraction vers l'avant. Du fait des limitations numériques des codes électromagnétiques, la modélisation de ces dernières fait encore largement appel à des modèles asymptotiques couplant optique physique et géométrique. Quant aux méthodes expérimentales, elles reposent essentiellement sur l'analyse du champ lointain avec une optique de Fourier (réfractométrie à l'angle d'arc-en-ciel, à l'angle critique ou de Fourier, diffractométrie haute résolution) mais aussi, plus récemment, l'analyse du champ proche par holographie numérique en ligne.

**MOTS-CLEFS :** *particule, écoulement, caustique, interférométrie, diffractométrie, holographie, arc-en-ciel, réflexion totale, modèle asymptotique, théorie de Lorenz-Mie*

## 1. INTRODUCTION

Les caustiques et singularités optiques produisent des motifs de formes très caractéristiques, structurellement stables et de forte intensité. Trois atouts cruciaux pour développer un diagnostic expérimental à la fois sensible et robuste. La réfractométrie ou « diffractométrie à l'angle d'arc-en-ciel » (DAC) est certainement la plus connue de ces méthodes. Elle repose sur l'analyse du phénomène d'arc-en-ciel produit par une particule individuelle [1, 2] ou un groupe de particules [3, 4] sphérique(s). Les modulations de basse et haute fréquence (franges d'Airy et structure d'ondulation) mais aussi la position angulaire absolue de cette caustique dépendent fortement des propriétés du/des diffuseurs. Cette dépendance, dont la connaissance est indispensable pour inverser les données expérimentales, est modélisable avec des théories électromagnétiques exactes (p. ex. Théorie de Lorenz-Mie). Les choses se compliquent lorsque les particules ne sont plus simplement sphériques et homogènes [5-7], ou lorsque les temps de calculs deviennent trop pénalisants [4]. Ceci explique le regain d'intérêt pour l'élaboration de modèles asymptotiques et méthodes expérimentales spécifiques.

## 2. RESULTATS ILLUSTRATIFS & DISCUSSION

Dans cette communication, nous abordons ces différents aspects en nous penchant plus précisément sur les méthodes de champ lointain basées sur l'arc-en-ciel [2, 3, 6, 7], la diffusion critique (réflexion totale) [8-10] et la diffraction (de Fraunhofer) [11], mais aussi celle basée sur l'analyse du champ proche reconstruit par holographie numérique en ligne [12, 13]. En guise d'illustration des résultats qui seront détaillés à l'oral, la Figure 1 (a) montre l'image ombroscopique et le diagramme de diffusion dans la région de l'angle d'arc-en-ciel d'une goutte oblate (rayons principaux  $a=c$ ,  $b$  avec  $b/a=0.89$  et  $a\approx 320\mu\text{m}$ ) lévitée dans un piège acoustique [7]. On constate que les franges d'Airy adoptent une courbure elliptique qui s'écarte notablement de la forme circulaire classique. On observe également l'apparition d'une seconde caustique (l'ombilic hyperbolique [5]) qui interfère avec la caustique pli en formant un réseau quasi-pentagonal. Nous montrerons qu'un modèle d'optique géométrique avancé permet de décrire assez précisément les structures observées dans la zone inter-caustiques. La figure 1 (b) montre un calcul exact de

l'intensité électromagnétique dans et autour d'une bulle sphérique éclairée par une onde plane. Il met en évidence la zone responsable du phénomène de diffusion critique. Ce dernier produit dans le champ lointain une caustique faible qui présente de grandes similitudes avec le motif arc-en-ciel. Nous montrerons que ses caractéristiques peuvent être fidèlement reproduites en hybridant diverses notions tirées de l'optique géométrique et de l'optique physique (lignes focales, coefficients de Fresnel, onde évanescente...) [10]. La figure 1 (c) met en évidence l'intensité électromagnétique et le profil axial du jet photonique produit par une goutte millimétrique éclairée par une onde plane. De fait, les caractéristiques de cette caustique peuvent être reconstruites par holographie digitale en ligne, fournissant par là un moyen de caractériser la composition de la goutte [13].

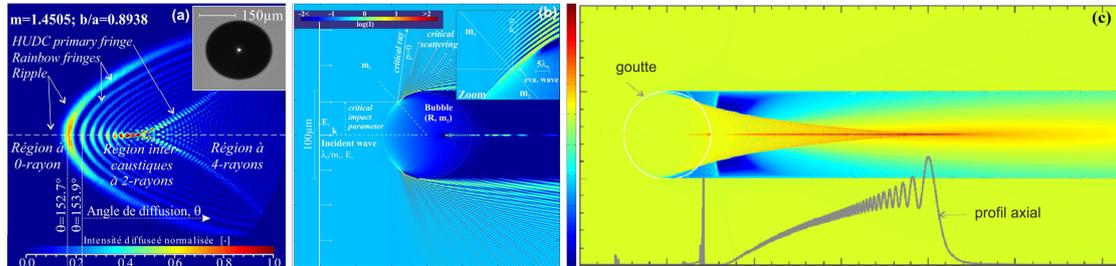


Fig. 1 : Intensité du champ électromagnétique: (a) deux catastrophes optiques observées dans le diagramme de diffusion d'une goutte oblate [7]; (b) calcul du champ proche d'une bulle montrant la zone à l'origine de la caustique faible et l'onde évanescente inhérente à la diffusion critique [10]; (c) calcul du champ proche d'une goutte avec profil axial du jet photonique (tache d'Airy) susceptible d'être reconstruit par holographie [13].

#### REMERCIEMENTS

Agence Nationale de la Recherche (11-LABX-0092, ANR-11- IDEX-0001-0, ANR-13-BS09-0008-02).

#### REFERENCES

- [1] V. Khare and H. M. Nussenzveig, "Theory of the Rainbow," *Phys. Rev. Lett.* 33, pp. 9766980, 1974.
- [2] N. Roth, K. Anders, and A. Frohn, "Simultaneous measurement of temperature and size of droplets in micrometer range," *J. of Laser. Appl.* 2, pp. 37642, 1990
- [3] J. P. A. J. van Beeck, D. Giannoulis, L. Zimmer, and M. L. Riethmuller, "Global rainbow thermometry for droplet-temperature measurement," *Opt. Lett.* 24, pp. 169661698, 1999
- [4] M. Ouattara, F. Lamadie, M.P.L. Sentis, F.R.A. Onofri, "Droplet sizing and mixture fraction measurement in liquid-liquid flows with rainbow-angle diffractometry," *Appl Opt.* 56, pp. 810968120, 2017
- [5] J. F. Nye, "Rainbow scattering from spheroidal drops—an explanation of the hyperbolic umbilic foci," *Nature* 312, pp. 5316532, 1984
- [6] R. Borghi, "On the numerical evaluation of cuspid diffraction catastrophes," *J. Opt. Soc. Am. A* 25, pp. 168261690, 2008
- [7] F. R. A. Onofri, K. F. Ren, M. Sentis, Q. Gaubert, and C. Pelcé, "Experimental validation of the vectorial complex ray model on the inter-caustics scattering of oblate droplets," *Opt. Express* 23, pp. 15768673, 2015
- [8] P. L. Marston, "Critical angle scattering by a bubble: physical-optics approximation and observations," *J. Opt. Soc. Am.* 69, 1205-1211 (1979)
- [9] F. R. A. Onofri, M. Krzysiek, J. Mroczka et al., "Optical characterization of bubbly flows with a near-critical-angle scattering technique," *Exp. in Fluids* 47, pp. 7216732, 2009
- [10] M. P. L. Sentis, F. R. Onofri, L. Méès, and S. Radev, "Scattering of light by large bubbles: Coupling of geometrical and physical optics approximations," *J. Quant. Spectros. Rad. Trans.* 170, pp. 8618, 2016
- [11] F. R. A. Onofri, A. Lenoble, H. Bultynck and P-H. Guéring, "High-resolution laser diffractometry for the on-line sizing of small transparent fibres," *Optics Commun.* 234, pp. 1836191, 2004
- [12] L. Tian, H. Gao, and G. Barbastathis, "Digital holographic imaging of multi-phase flows," in *Imaging and Applied Optics*, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2011), paper CWB5.
- [13] M. P. L. Sentis, F. R. A. Onofri, and F. Lamadie, "Photonic jet reconstruction for particle refractive index measurement by digital in-line holography," *Opt. Express* 25, pp. 8676873, 2017

# BIO-SENSING BY OPTICAL FEEDBACK INTERFEROMETRY: APPLICATION TO SUBCUTANEOUS VEINS FLOWMETRY

Simone Magaletti<sup>1</sup>, Julien Perchoux<sup>1</sup>, Clement Tronche<sup>1</sup>, Francis Jayat<sup>1</sup>, thierry Bosch<sup>1</sup>,  
and Adam Quotb<sup>1</sup>

<sup>1</sup> LAAS-CNRS Laboratoire d'analyse et d'architecture des systèmes, 31031 Toulouse, France

adam.quotb@laas.fr

## RÉSUMÉ

Optical feedback interferometry (OFI) has been widely used for *in vitro* or *ex vivo* flowmetry measurements. This work is intended to present the possibility to use this technique for subcutaneous vein detection. By scanning the skin, the system is able to reconstruct a 2D blood flow image of a vein located just under the skin.

**MOTS-CLEFS :** *Optical feedback interferometry, laser Doppler velocimetry, skin*

## 1. INTRODUCTION

Optical feedback interferometry (OFI) is a well established technique that achieve an interferometric pattern with a more compact and easy-to-use approach than classical interferometers ([1], [2]). It consists in re-injecting the laser emitted light reflected by a distant object into the laser cavity where it interferes, with the proper lightwave of the laser inside the cavity. Such simple arrangement provides several interesting advantages as compactness, robustness, self-alignment and low cost, while ensuring similar sensitivity as traditional interferometric systems.

The work presented in this paper is essentially dedicated to the detection of sub-cutaneous vein blood flow using a non intrusive OFI system. The innovative aspect of this system is the ability to detect *in vivo* subcutaneous vein with OFI by using moments technique. Contrary to other works, a vein shape analysis is also perform and a 2D image can be provided. Vibrations and skin absorption (black skin) have been also investigated in order to define OFI limits for blood measurements in real conditions.

## 2. OFI FOR LASER DOPPLER MEASUREMENTS OF BLOOD FLOW IN TISSUE

R.Bonner and R.Nossal ([3]) have developed a model, supported by experiments, for laser Doppler velocimetry application to fluids in low multi scattering regime (blood perfusion of tissue). In particular, the zero order moment (integrated for  $\omega \neq 0$ ) is proportional to the scattering centre concentration, and the second order moment to the product of the scattering centres concentration with the average of the squared velocity.

$$M_0 = \sum_{f_{min}}^{f_{max}} S(f) \quad (1)$$

$$M_1 = \sum_{f_{min}}^{f_{max}} fS(f) \quad (2)$$

$$M = \frac{\sum_{f_{min}}^{f_{max}} fS(f)}{\sum_{f_{min}}^{f_{max}} S(f)} \quad (3)$$

where  $S(f)$  is the power spectral density in dB,  $f$  the frequency and  $f_{min}$  and  $f_{max}$  define the range of the moment evaluation. The zero order moment ( $M_0$ ) is proportional to the RBC concentration, the first order moment ( $M_1$ ) to the product of RBCs concentration and the particles average velocity, the normalized first order moment ( $M$ ) to the particles average velocity.

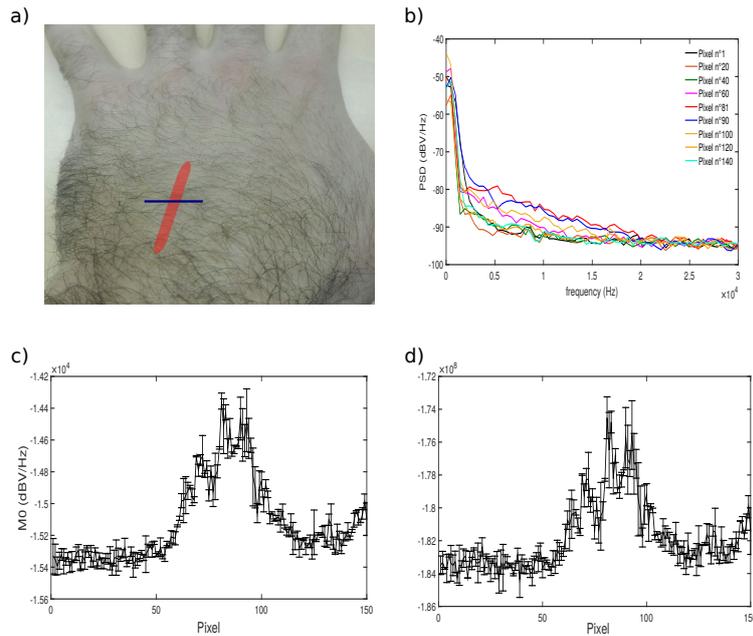


FIGURE 1: (a) Image of the scanning zone, (b) spectra of different pixel for the scan of a skin line transverse to a superficial vein, zero (c) and first dc) order moment for the scan of a skin line transverse to a superficial vein (150 pixels with a resolution step of  $75 \mu\text{m}$ ). Also looking at M0 and M1 it is possible to see the parabolic-like shape.

## 2.1 Hand vein detection

A hand have been scanned by our device. The scan length is set at 1.125 cm with a step size of  $75 \mu\text{m}$ , thus producing a line of 150 pixels. For each pixel 61440 points are acquired at a frequency of 1MHz. FIGURE1 shows the result obtained evaluating the moments in the range [2kHz;22kHz], computed from the measured spectra. A vein shape can be identified either looking to the zero and the first order moment (FIGURE1). Because a subcutaneous vein shape is almost circular, the parabolic profile of the obtained image is a strong indication of the blood flow detection. However, in order to validate this hypothesis a spectral analysis has been conducted. The spectra of some representative pixels are plotted in FIGURE1 b). A higher PSD, in the range of [2 - 22Khz] is a clear mark of the presence of Doppler phenomenon.

## CONCLUSION

The purpose of this work has been the demonstration of feasibility of an *in vivo* vein detection using the optical feedback interferometry and the moment technique. A superficial veins have been detected. The perspective is to realize a sensor which is able to take an image of the subcutaneous flow and, at the same time, indicate the relevant flow characteristic. The possibility to have a low cost, non-invasive, compact and easy-to-use device which can study the tissues micro vascularization is the future challenge.

## RÉFÉRENCES

- [1] Bosch, Thierry and Bes, Caroline and Scalize, Lorenzo and Plantier, Guy *Optical Feedback Interferometry* Encyclopedia of Sensors 2005 p.1-20.
- [2] Jalal Al Roumy and Julien Perchoux and Yah Leng Lim and Thomas Taimre and Aleksandar D. Rakić and Thierry Bosch. *of injection current and temperature on signal strength in a laser diode optical feedback interferometer*. Appl. Opt 2015.
- [3] R. Bonner and R. Nossal, *Model for laser Doppler measurements of blood flow in tissue*, Appl. Opt. 20, 2097-2107 (1981).

# BRUITS ET BIAIS EN HOLOGRAPHIE HORS AXE : LIMITES POUR L'APPLICABILITE A LA THERMO ACOUSTIQUE

Lijia Gong<sup>1</sup>, G. Penelet<sup>1</sup>, Pascal Picart<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Le Mans Université, LAUM, CNRS UMR 6613, Avenue Olivier Messiaen, 72085 LE MANS Cedex 9, France

<sup>2</sup> École Nationale Supérieure d'Ingénieurs du Mans, rue Aristote, 72085 LE MANS Cedex 9, France

[pascal.picart@univ-lemans.fr](mailto:pascal.picart@univ-lemans.fr)

## RÉSUMÉ

Cet article présente une analyse des bruits et biais en interférométrie holographique hors axe appliquée à l'étude des résonateurs thermo-acoustiques.

**MOTS-CLEFS :** *holographie numérique, imagerie cohérente, acoustique, thermo-acoustique*

## 1. INTRODUCTION

Les machines thermo acoustiques présentent (ou pourraient présenter) plusieurs avantages par rapport aux dispositifs de production d'énergie durable actuellement disponibles (tel que photovoltaïque solaire par ex) : simplicité (faible coût), robustesse (pas d'éléments mobiles), efficacité raisonnable (certaines machines peuvent atteindre 40% du rendement de Carnot), miniaturisation possible, etc. Ils utilisent également des fluides sans danger pour l'environnement. De telles machines sont étudiées depuis 30 ans [1] avec l'espoir qu'elles pourraient être des alternatives crédibles pour relever le défi énergétique et environnemental dans un proche avenir. Dans ce domaine de recherche où l'analyse expérimentale des phénomènes est cruciale, un grand nombre d'aspects fondamentaux ne sont pas très bien compris. Ainsi, il est nécessaire de développer des techniques de mesure pour accéder aux informations qui ne peuvent pas être fournies par une mesure de microphone classique. Dans ce contexte, cet article présente l'analyse des performances de l'holographie numérique pour caractériser les phénomènes thermo-acoustiques [2], et en particulier les effets à l'extrémité de l'empilement et de l'échangeur de chaleur. On s'intéresse principalement aux sources de limitation de la mesure et aux méthodes de correction.

## 2. METHODE ET RESULTATS EXPERIMENTAUX

Le montage expérimental est décrit sur la figure 1(a).

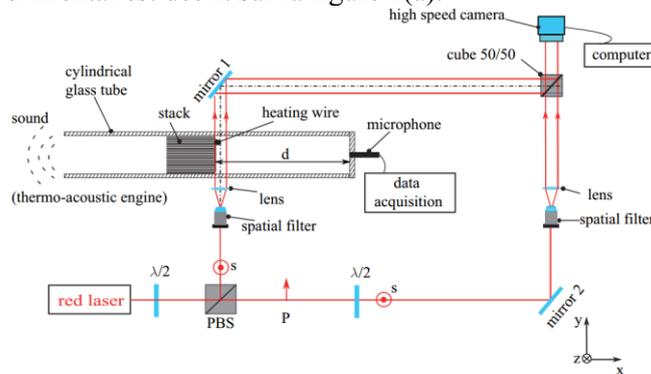


Fig. 1 : Dispositif expérimental pour étudier les auto-oscillations dans un résonateur thermo acoustique

Le moteur thermo acoustique a une géométrie très simple: il comprend une cuve en verre cylindrique ouvert à une extrémité et fermé par un bouchon rigide à l'autre extrémité. L'oscillation thermo acoustique est générée grâce à l'existence d'un gradient de température le long du stack (fil

Nichrome chauffant). Les oscillations auto-entretenues sont produites lorsque la température gradient atteint une valeur critique, qui dépend de la position de la pile le long du tube de verre. Nous avons d'une part mesuré les limites de bruit dispositif et d'autre part développé un modèle fournissant la variance de bruit sur la phase optique mesurée en fonction des caractéristiques du système. L'équation (1) donne l'écart type de bruit en fonction de la bande passante de filtrage ( $\Delta u, \Delta v$ ), du pas des pixels ( $p_x$ ), du taux de modulation ( $m$ ), de la dynamique capteur utilisée ( $\alpha$ ), du nombre d'électrons à saturation ( $N_{sat}$ ), du bruit de lecture ( $\sigma_{lec}$ ) et du nombre de bits de numérisation ( $nbits$ ).

$$\sigma_{\Delta\phi} = \frac{2p_x^2 \Delta u \Delta v}{m \alpha N_{sat}} \sqrt{\alpha N_{sat} + \sigma_{lec}^2 + \frac{N_{sat}^2}{12(2^{nbits} - 1)^2}}. \quad (1)$$

Des mesures dans différentes conditions expérimentales a permis de comparer des valeurs de bruit mesurées et les valeurs théoriques, et sont synthétisées dans le Tableau 1. On constate le bon accord entre théorie et mesure, ce qui valide le modèle proposé. Le niveau de bruit le plus faible correspond à  $2\pi/1122$  et constitue la limite de cette méthode expérimentale.

Tab. 1 : Bruits mesurés dans différentes configurations et bruits théoriques associés

	Interféromètre vide	Avec tube de Kunt	Avec tube en verre
$\sigma_{\Delta\phi}$ théorique	0,0056 rad	0,0116 rad	0,007 rad
$\sigma_{\Delta\phi}$ mesuré	0,0063 rad	0,0121 rad	0,011 rad

Une autre source de limitation est due aux perturbations générées par l'onde acoustique de fort niveau sur les éléments optiques de l'interféromètre. Nous avons mis en évidence les causes du problème et développé une méthode de correction. La Fig. 2(a) montre l'amplitude du fondamental de l'oscillation en fonction de  $x$  (distance devant le stack) lorsque les perturbations ne sont pas prises en compte. La Fig. 2(b) montre le résultat obtenu lorsqu'on compense ces perturbations. On retrouve un résultat attendu : le 1<sup>er</sup> harmonique a une amplitude qui tend vers l'amplitude adiabatique loin du stack. Ces résultats sont confortés par un bon accord avec le modèle non linéaire développé pour décrire le fonctionnement du résonateur [3].

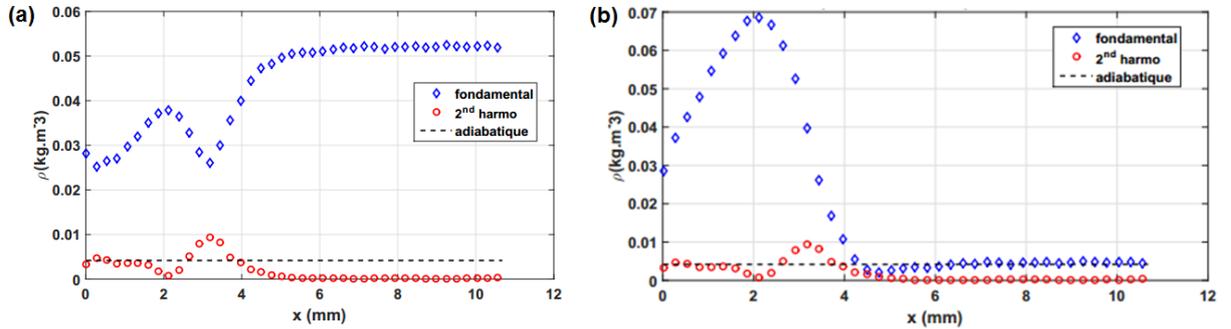


Fig. 2 : (a) Exemple d'amplitudes de masse volumique mesurées par la méthode holographique (1<sup>er</sup> et 2<sup>ème</sup> harmonique), (b) Amplitudes de masse volumique après correction des perturbations systématiques (1<sup>er</sup> et 2<sup>ème</sup> harmonique).

## RÉFÉRENCES

- [1] G.W. Swift, Thermoacoustics engines, Journal of the Acoustical Society of America 84 (2009).
- [2] G. Penelet, M. Leclercq, T. Wassereau, P. Picart, Measurement of density fluctuations using digital holographic interferometry in a standing wave thermoacoustic oscillator, Experimental Thermal and Fluid Science 70, 176-184 (2016).
- [3] L. Gong, G. Penelet, P. Picart, Experimental and theoretical study of density fluctuations near the stack ends of a thermo-acoustic prime-mover, en cours de revision pour Int. J. of Heat & Mass Trans.

# CARACTERISATION DE COUCHES NANOSTRUCTUREES PAR METHODE NON DESTRUCTIVE

Jérémy Avice<sup>1,2</sup>, Christophe Boscher<sup>1</sup>, Gwenaëlle Vaudel<sup>2</sup>, Guillaume Brotons<sup>2</sup>, Philippe Belleville<sup>1</sup>, Hervé Piombini<sup>1</sup>, Pascal Ruello<sup>2</sup>.

<sup>1</sup> CEA, DAM Le Ripault, F-37260 Monts, France

<sup>2</sup> Institut des Molécules et Matériaux du Mans (IMMM), Univ. Bretagne-Loire, UMR 6283 CNRS, Univ. Maine, avenue Olivier Messiaen, F-72085, France France

[jeremy.avice@cea.fr](mailto:jeremy.avice@cea.fr)

## RÉSUMÉ

Dans ce travail, nous nous focalisons sur les caractéristiques physiques des couches minces antireflets du Laser Mégajoule (LMJ). Par le biais d'une exposition aux vapeurs d'eau et d'ammoniac, les films antireflets subissent un renforcement mécanique pouvant parfois provoquer des fissurations en surface. Grâce à l'association de méthodes optiques (acoustique picoseconde, microscopie, ellipsométrie...), nous avons pu suivre l'évolution des propriétés physico-chimiques de ces couches minces et l'apparition du faïençage de manière non-destructives.

**MOTS-CLEFS :** *antireflet ; caractérisation non-destructive ; faïençage*

## 1. INTRODUCTION

Dans le cadre du projet simulation, le Commissariat à l'Energie Atomique et aux Energies Alternatives (CEA) vise à reproduire les conditions de pression et de température d'une fusion thermonucléaire via l'installation Laser Mégajoule (LMJ). Les composants optiques du LMJ, en très grand nombre, sont pourvus de revêtements de surface permettant d'assurer différentes fonctions. Les deux principaux types de couches présentes sur les chaînes lasers du LMJ sont les couches réfléchissantes et antireflets. La fonction antireflet est assurée par le dépôt d'une couche réalisée à partir d'une solution sol-gel sur les lentilles. Cette couche est constituée de nanoparticules de silice présentant une porosité de 55%, appelée silice colloïdale, permettant d'avoir un indice optique de 1.22. Pour augmenter l'adhérence et la résistance à l'abrasion de ces couches, elles sont durcies dans des vapeurs d'ammoniac. Pour observer les processus physico-chimiques mis en jeu durant ce procédé industriel [1] de manière non-destructive, nous avons utilisé des méthodes de caractérisation optique.

## 2. METHODE & RESULTAT

La solution traitante utilisée est un sol de nanoparticules de silice (d~10nm) synthétisé par voie sol-gel inspiré de la méthode Stöber [2]. La synthèse résulte de l'hydrolyse-condensation par catalyse basique du tétraéthylorthosilicate (TEOS) en milieu alcoolique (éthanol). La solution de concentration massique d'environ 4% est ensuite déposée sur des composants par trempage-retrait. Les couches antireflets subissent ensuite un post-traitement qui permet un renforcement mécanique ainsi qu'une meilleure adhésion au substrat. Ce post-traitement est appelé «durcissement ammoniac» et il consiste à mettre le substrat revêtu dans des vapeurs d'eau et d'ammoniac. Les liaisons entre nanoparticules se renforcent en passant de types Van der Waals (VdW) à covalents et hydrogènes. Pour évaluer le renforcement du réseau de nanoparticules au cours du procédé de durcissement, nous avons fait des mesures d'acoustique picoseconde [3]. Cette technique permet de générer des ondes acoustiques dans les nanostructures de silice et de suivre optiquement la propagation de ces ondes avec une résolution temporelle. Ceci permet de mesurer directement la vitesse du son  $v_c$  dans la couche mince grâce à l'étude des modes résonnants de la couche mince. Le

module élastique  $M$  permet de quantifier le renforcement mécanique et peut être directement calculé par l'équation :  $M = \rho v_c^2$ , avec  $\rho$  étant la masse volumique de la couche antireflet.

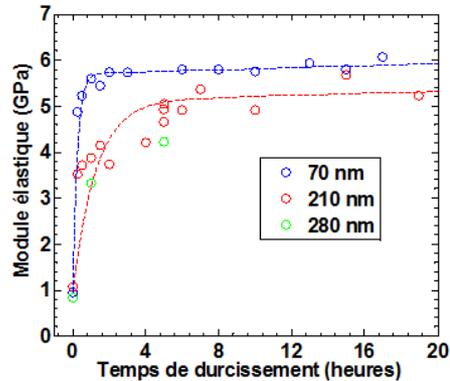


Fig. 1 : Module élastique du film antireflet d'épaisseur  $H_{1\omega}=210$  nm ,  $H_{3\omega}=70$ nm , et  $H_{280nm}=280$  nm en fonction du temps de durcissement ammoniac.

Pour les temps de durcissement longs, le module élastique d'un film d'épaisseur  $H_{1\omega}=210$  nm est 20% plus faible que la couche d'épaisseur  $H_{3\omega}=70$  nm. Ceci est dû au faïençage qui apparaît lorsque l'épaisseur du film augmente. Ces défauts submicroniques sont mis en évidence en Fig. 2.

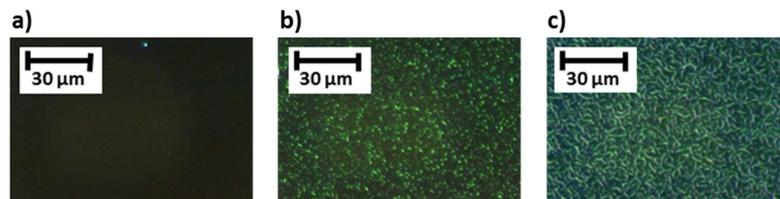


Fig. 2 : Image de microscopie en champ sombre de couches antireflets d'épaisseurs a) 70 nm, b) 210 nm et c) 280 nm.

Le processus de durcissement ammoniac est réalisé dans une enceinte fermée de l'environnement extérieur. La solution d'ammoniacque s'évapore à température ambiante jusqu'à atteindre l'équilibre entre la phase gazeuse et la phase aqueuse. A ce moment, la pression est égale à la pression de vapeur saturante des vapeurs d'eau et d'ammoniacque. A cause de la pression capillaire, ces vapeurs se condensent dans les mésopores ( $2 \text{ nm} < \text{diamètre des pores } d_m < 50 \text{ nm}$ ) de la couche antireflet. Après le procédé de durcissement, les échantillons sont remis en atmosphère de laboratoire provoquant une désorption du liquide condensé lors du post-traitement. Lors de ce départ du liquide, les forces capillaires, supérieures au renforcement mécanique de la couche mince, vont provoquer le faïençage que nous avons vu ci-dessus. Ces cycles d'absorption/désorption de vapeurs d'eau et d'ammoniac ont été reproduits grâce à des expériences d'ellipso-porosimétrie.

## CONCLUSION

Au final, la combinaison de plusieurs techniques de caractérisations optiques que nous détaillerons lors de notre présentation nous a permis de comprendre et d'appréhender le faïençage des couches minces antireflets pour le LMJ.

## REFERENCES

- [1] P. F. Belleville & H. G. Floch, "Procédé de fabrication de couches minces présentant des propriétés optiques et de résistance à l'abrasion", French Patent 93-03987 (1993), assigned to CEA.
- [2] W. Stöber *et al* (1968). "Controlled growth of monodisperse silica spheres in the micron size range", *Journal of colloid and interface science*, vol. 26, n° 1, p. 62-69.
- [3] C. Thomsen, H. T. Grahn, H. J. Maris, J. Tauc, "Surface Generation and Detection of Phonons by Picosecond Light Pulses", *Phys. Rev. B: Condens. Matter Mater. Phys.* 1986, 34, 4129.

# DEVELOPPEMENT D'UNE METHODE DE MESURE GRANULOMETRIQUE HAUTE FREQUENCE PAR IMAGERIE INFRAROUGE : APPLICATION AUX DISPERSIONS D'EAU PAR EXPLOSIF

R. Gilblas\*, Y. Le Maoult\*, N. Lecysyn\*\*, D. Capdeville\*\*

\* Institut Clément Ader (ICA), Université de Toulouse, CNRS, Mines Albi, UPS, INSA, ISAE-SUPAERO, Campus Jarlard, 81013 Albi CT Cedex 09, France

\*\* CEA, DAM, CEA- GRAMAT, F-46500 Gramat, France

La dispersion de liquide par explosif génère un nuage de gouttes voyageant à des vitesses élevées et dont la granulométrie évolue dans le temps. Les cinétiques d'évolution ainsi que leur interprétation physique sont peu renseignées dans la littérature. La référence [1] montre que les fragments liquides primaires naissent à partir d'instabilités qui apparaissent à l'interface liquide gaz<sup>1</sup>. Cette interface suit une expansion sous la forme d'une coquille liquide [2]. Le mécanisme d'atomisation est dû aux contraintes de cisaillement qui l'emportent sur la tension superficielle [3]. Ainsi, le critère fondé sur un nombre de Weber critique [4] permet de déterminer la taille des gouttes secondaires, alors qu'une loi log-normale [5] renseigne sur la distribution des diamètres de gouttes. Il faut néanmoins valider ces théories par des mesures expérimentales. Des moyens de mesure granulométrique existent et sont disponibles [6], mais pour des dispersions stables et homogènes, avec des vitesses de gouttes faibles. Le déploiement de nouveaux moyens de diagnostic granulométrique à haute fréquence est donc un enjeu majeur pour une meilleure compréhension des mécanismes de développement des dispersions de liquide par explosif. Nous nous focalisons ici sur une méthode de mesure de champ utilisant une caméra infrarouge, basée sur la mesure du coefficient d'extinction de la dispersion de liquide.

## 1. Bases théoriques de la méthode de mesure

Cette section présente la relation entre la transmission et la granulométrie d'un milieu diffusant. La transmission dans un milieu quelconque est donnée par la loi de Beer-Lambert, rappelée ci-après :

$$\tau(\lambda) = \exp(-k_{ext}(\lambda) * H) \quad (1)$$

Avec  $\lambda$  : longueur d'onde [m] ;  $\tau$  : transmission [] ;  $k_{ext}$  : coefficient d'extinction spectral en [m<sup>-1</sup>] ;  $H$  : épaisseur du milieu [m].

Dans le cas d'un milieu diffusant hétérogène et pour des diffuseurs sphériques, l'extinction peut être prédite par la théorie de Mie [7]:

$$k_{ext} = \sum_{i=1}^N C_i \pi r_i^2 Q_i(n, \kappa, \lambda, r) \quad (2)$$

Avec  $N$  : nombre total de particules ;  $C_i$  : nombre de particules par unité de volume (concentration) [m<sup>-3</sup>] ;  $Q_i$  : fonction d'efficacité ;  $n+i\kappa$  : indice de réfraction complexe du milieu.

Notons bien que la fonction d'efficacité  $Q_i$  dépend de l'indice de réfraction et de la taille de la particule diffusante, et de la longueur d'onde. Pour des grosses particules ( $2r \gg \lambda$ ), la fonction d'efficacité tend vers 2, et pour des petites particules ( $2r \ll \lambda$ ), elle tend vers 0.

Pour cette étude préliminaire et pour simplifier l'analyse des données, une hypothèse de milieu *mono-disperse* sera adoptée, la transmission s'écrit donc :

$$\tau = \exp(-C \pi r_m^2 Q H) \quad (3)$$

La transmission est donc reliée à l'épaisseur du nuage  $H$  (24cm), à la concentration en gouttes  $C$  et à un rayon moyen effectif des gouttes  $r_m$ .

## 2. Présentation de l'expérience et de l'appareillage

Le montage expérimental est constitué d'une caméra infrarouge FLIR SC7000 opérant en bande spectrale II  $B_{\Delta\lambda}=[3-5\mu\text{m}]$  et pouvant atteindre *des cadences d'acquisition de 1Khz au maximum, aspect important pour la mesure dynamique*, le choix de cette bande spectrale est commenté plus

---

<sup>1</sup> Les gaz étant les produits de la détonation

loin. La source infrarouge est un corps noir plan offrant une surface émettrice de 15\*15cm<sup>2</sup> (émissivité homogène élevée/0.95) et une température maximale de 500°C. Entre ces deux éléments un nuage d'eau s'intercale à haute vitesse, générant la variation de la transmission dans le temps. Ce nuage est créé par l'explosion d'un édifice contenant 1L d'eau (V<sub>i</sub>=1L), avec en son centre un explosif solide. Lors de l'explosion, un cylindre de rayon R=4m et de hauteur H=0.6 m est généré. Une photographie de l'expérience est présentée ci-après :

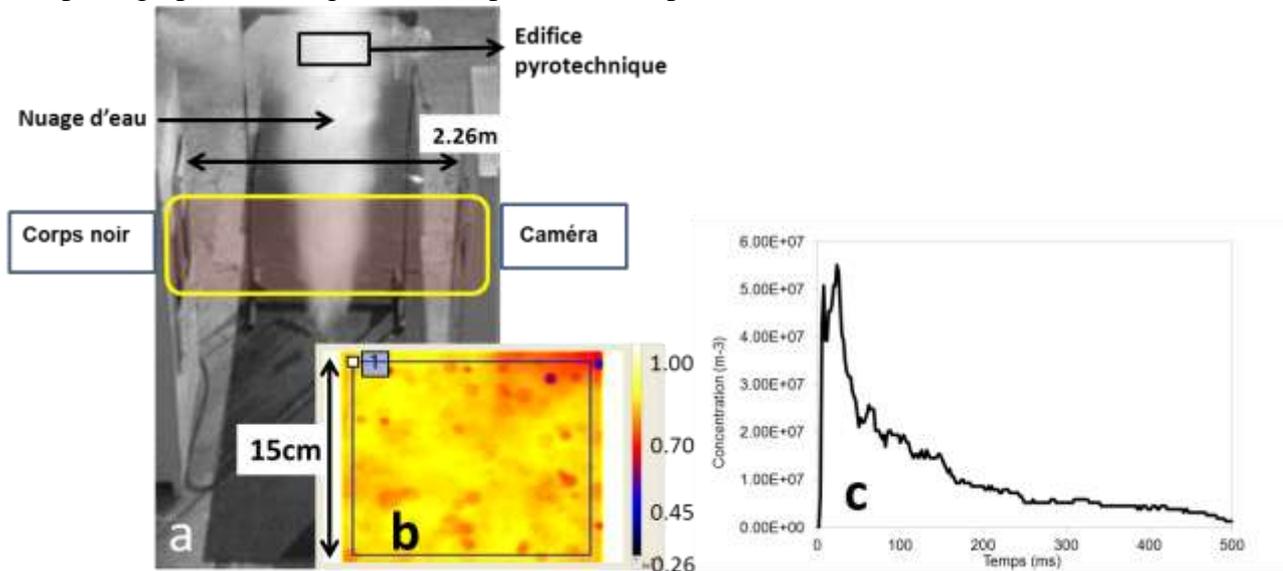


Fig. 1 : a) Photographie de l'expérience ; b) Exemple d'image de transmission ; c) Variation du rayon de goutte en fonction du temps

Des premières études en simulation ont montré que le rayon des gouttes dans cette configuration était d'environ 65.5  $\mu\text{m}$ . Pour la  $B_{\Delta\lambda}$ , la condition de grandes gouttes est vérifiée ( $2r \gg \lambda$ ), donc  $Q=2$  (constante  $\forall \lambda \in B_{\Delta\lambda}$ ), ce qui valide le choix de la BII.

### 3. Application sur une dispersion d'eau par explosif

Un essai de dispersion par explosion a été réalisé avec une fréquence d'acquisition de 500Hz. Un exemple de champ de transmission instantané est présenté en figure 1,b). A partir de ces données, la concentration est calculée selon l'équation 3 avec  $r_m = 65.5 \mu\text{m}$ . Le résultat est présenté sur la figure 1, c). Nous pouvons comparer cette valeur à une valeur de concentration moyenne (explosion à rayon de goutte constant):

$$C = \frac{V_i}{V_{goutte} \cdot V_{disp}} \quad \text{avec} \quad V_{goutte} = \frac{4}{3} \pi r_m^3 \quad \text{et} \quad V_{disp} = \pi R^2 H \quad (4)$$

La valeur de la concentration moyenne est de  $2.82 \cdot 10^7 \text{ m}^{-3}$ , ce qui est bien compris dans notre intervalle de variation mesuré. Ces premiers résultats sont donc très prometteurs et la confrontation avec d'autres valeurs de référence est en cours.

- [1] Lei, Y. & al. (2016). Experimental study of axisymmetrical dissemination of liquid driven by shockwave. Journal of experiments in fluid mechanics, 30(6), 32-37.
- [2] Murray, S & al.,(2009). Spray detonation (Vol. ShockWave Science and Technology Reference Library, vol. 4). Medicine Hat, Canada: Springer.
- [3] Pilch, M. & al.,(1987). Use of breakup time data and velocity history data to predict the maximum size of stable fragments for acceleration-induced breakup of a liquid drop. Int. J. Multiphase Flow, 13(6),741-757.
- [4] Shi, H. & al. (2009) Experimental study on the mechanism of the Richtmyer-Meshkov instability at a gas-liquid interface. Journal of Hydrodynamics, 21(3), 423,428.
- [5] Singh, S. & al. (2001). Extended near-field modelling and droplet size distribution for fuel-air explosive warhead. Defence Science Journal, 51(3), 303-314.
- [6] A.Coghe & al., "Quantitative Optical Techniques for denses sprays investigation ; a survey », Optics and lasers in engineering, 50 (2012), 46-56.
- [7] H.C van de Hulst, « Light scattering by small particles », Dover ed. ,1981.

# DISPARITION DE FRANGE INTERFEROMETRIQUE DANS UN CAPTEUR LASER DE DISTANCE ABSOLUE EN RETRO-INJECTION OPTIQUE

Mengkoung Veng<sup>1</sup>, Francis Bony<sup>1</sup>, Julien Perchoux<sup>1</sup>

<sup>1</sup> LAAS-CNRS Laboratoire d'analyse et d'architecture des systèmes, 31031 Toulouse, France

[fbony@laas.fr](mailto:fbony@laas.fr)

## RÉSUMÉ

Le phénomène de disparition de franges en interférométrie Laser par « self-mixing » se produit lorsque le courant d'injection du laser est modulé en forme d'onde triangulaire sous une forte lumière réfléchi par la cible dans la cavité laser. Deux paires de franges interférométriques pour une période complète du signal de modulation disparaissent à chaque incrément de  $2\pi$  du paramètre de rétroaction  $C$ . Dans cet article, la démonstration de la disparition des franges interférométriques, lorsque le paramètre de rétroaction  $C$  augmente, est présentée.

**MOTS-CLEFS :** *Paramètre C, Self-mixing, Capteur de distance, Laser*

## 1. INTRODUCTION

L'interférométrie Laser par « self-mixing » a été largement étudiée dans diverses applications telles que la vibration, la distance absolue, la vélocimétrie, la mesure de débit micro-échelle, l'imagerie des ondes acoustiques et plusieurs objectifs biomédicaux. Les capteurs Laser par cette technique sont à la fois source de lumière et détecteur. Le faisceau laser est partiellement réfléchi par la cible et réinjecté dans la cavité laser. La lumière réfléchi interfère avec la lumière émise. Des perturbations apparaissent et deviennent mesurable. Plusieurs régimes sont alors observables en fonction du paramètre de rétro-injection  $C$  qui caractérise qualitativement le niveau de rétro-injection du laser. Il est très difficile de contrôler précisément sa valeur en pratique car il dépend de nombreux paramètres tels que le facteur de Henry, la réflectivité de la cible, et la réflectivité des facettes du laser. Lorsque l'indice de réfraction  $n$  est modulé par une forme d'onde triangulaire au moyen d'une modulation d'amplitude sur le courant d'injection, la puissance optique instantanée en rétro-injection présente des franges périodiques proportionnelles à la distance de la cible. La méthode la plus courante pour évaluer cette grandeur est de compter le nombre de franges apparaissant sur chaque rampe de la modulation. Dans cet article, nous démontrons que certaines franges disparaissent lorsque le paramètre  $C$  de rétroaction augmente. Le nombre de franges disparues est alors proportionnel au facteur de rétroaction et induit des erreurs majeures dans la mesure.

## 2. THEORIE

Le modèle de la cavité à deux miroirs est étendu à un modèle à trois miroirs lorsque le Laser est soumis à la rétro-injection optique<sup>[1]</sup>. Nous avons alors une variation de la fréquence  $\nu$  d'émission Laser. Cette fréquence est comparée avec la fréquence  $\nu_0$ , fréquence du Laser sans rétro-injection optique. L'équation de phase devient alors :

$$\phi - \phi_0 + C \sin(\phi + \arctan a) = 0 \quad (1)$$

Où  $\phi = 2\pi\nu\tau_{ext}$  est la réponse de phase,  $\phi_0 = 2\pi\nu_0\tau_{ext}$  représente la phase libre du laser.  $\tau_{ext}$  est le temps de propagation aller retour entre la cavité et la cible,  $a$  est le facteur de Henry. Le facteur  $C$  représente le paramètre de rétroaction et il peut être exprimé par :

$$C = \frac{\tau_{\text{ext}}}{\tau_{\text{in}}} \kappa_{\text{ext}} \sqrt{1 + a^2} \quad (2)$$

$\tau_{\text{in}}$  est le temps aller retour dans la cavité, et  $K_{\text{ext}}$  est le coefficient de couplage entre la cible et la cavité laser.

### 3. ANALYSE DES SOLUTIONS EN FONCTION DE C

En fonction de  $C$ , le lieu des solutions de l'équation de phase (1) va présenter un cycle hystérésis comme montré sur la figure 1. Quand  $C < 1$ , l'équation de phase va présenter une seule solution (régime de faible rétro-injection). Quand  $C > 1$ , il va y avoir des solutions multiples et créer un cycle d'hystérésis. Lorsque  $C$  augmente, le cycle s'élargit. Le laser a alors un comportement non linéaire. Sur la figure 1 est tracé le lieu des solutions. Quand  $C$  augmente, le cycle s'élargit. Un saut correspond à une frange de la puissance optique. Quand la modulation s'inverse, (inversion du sens de la phase), le laser n'effectuera pas un saut de phase, d'où une disparition des pics après inversion. (voir figure 2)

### 4. MESURE DE DISTANCE, EXPERIMENTATION

La mesure de distance absolue se fait en comptant les franges par demi-période de modulation du courant d'injection [2]. Un setup expérimental a été mis en place. Il consiste à placer une cible réfléchissante à distance fixe devant le laser. Nous modulons le courant d'injection et nous amplifions la variation instantanée de la puissance optique grâce à la photodiode intégrée de surveillance du Laser.

### 5. FIGURES

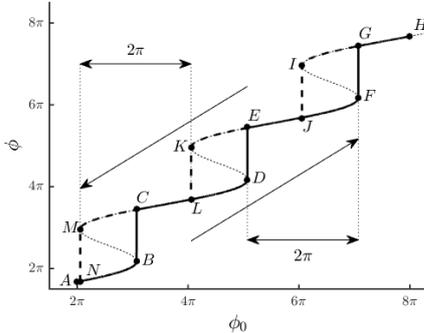


FIG. 1. Solution path of the laser operated under  $C = 3$  and  $a = 5$  with the varying  $\phi_0$  from  $2\pi$  to

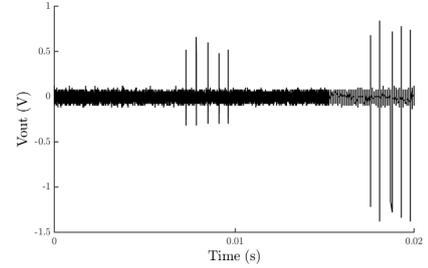


FIG. 2. Acquisition du signal avec  $C > 6$

### CONCLUSION

L'article propose un modèle basé sur une étude expérimentale de l'impact du facteur  $C$  à haut niveau de rétroaction pour de la mesure de distance absolue en utilisant le schéma d'interférométrie à mélange automatique. Il est démontré que les franges interférométriques peuvent disparaître sur la surface de certaines cibles. Les franges manquantes peuvent alors, fortement affecter la résolution de la mesure de distance.

### RÉFÉRENCES

- [1] K. Petermann, *Laser Diode Modulation and Noise*. Springer Netherlands. OCLC: 581388814.
- [2] J. Ohtsubo, *Semiconductor lasers: stability, instability and chaos*. No. 111 in Springer series in optical sciences, Springer, 3<sup>rd</sup> ed. OCLC: ocn796932145.

# ETUDE DE LA FRAGMENTATION DE GOUTTES PAR HOLOGRAPHIE NUMERIQUE EN LIGNE

**Zacaria Essaïdi, Pierre Lauret, Laurent Aprin, Frédéric Heymes, Pierre Slangen**

*IMT-Mines Alès, LGEI - ISR, Laboratoire du génie de l'environnement, Institut des Sciences des Risques, 30319 Alès, France*

[zacaria.essaidi@mines-ales.com](mailto:zacaria.essaidi@mines-ales.com)

## RÉSUMÉ

L'holographie numérique est une technique interférométrique remarquable permettant de déterminer la taille, la distribution et la localisation spatiale des particules. C'est donc une technique de choix pour l'étude du phénomène de fragmentation où les forces aérodynamiques viennent contrebalancer les forces de cohésion des gouttes causant ainsi leur décomposition.

Nous abordons dans ce papier la fragmentation de goutte de différents liquides placés en sorti d'un tube à choc. Dans ce contexte, un dispositif de tube à choc a été mis en place, et l'écoulement ainsi que l'onde de choc générés caractérisés par ombroscopie et imagerie rapide. Des gouttes de tailles millimétriques sont fragmentées et imagées par holographie numérique en ligne à une cadence de 24000 fps et restituées par retropropagation. Les nombres de Weber déterminés pour chaque liquide et les modes de fragmentation observés sont en accord avec la description rapportée dans la littérature par Pilch et Erdman [1].

**MOTS-CLEFS :** *Fragmentation; Onde de choc; Holographie en ligne.*

## 1. INTRODUCTION

Le phénomène de fragmentation, aussi appelé atomisation secondaire constitue un enjeu majeur dans le domaine des risques car il peut survenir à la suite de fuites dans un réservoir ou de l'explosion de ce dernier. L'analyse du comportement et de la nature des sprays générés est d'une grande importance pour une meilleure prise en charge. Dans ce contexte, nous nous intéressons à la fragmentation de liquides en sortie d'un tube à choc et caractérisé les particules créées par holographie numérique.

## 2. MATERIELS ET METHODES

Le montage expérimental est un montage d'holographie en ligne dont le schéma est illustré sur la figure 1. Celui-ci est constitué d'une source cohérente continue émettant à la longueur d'onde de 532 nm avec une puissance maximale de 50 mW (laser CNI), et d'un détecteur CMOS (caméra Phantom VEO 710) composé de 1280x800 pixels carrés de 20  $\mu\text{m}$  de côté. Les images peuvent être enregistrées à une cadence de 7400 images par seconde en pleine résolution, toutefois, cette cadence d'acquisition peut être accrue en diminuant la taille des images enregistrées.

Le faisceau issu du laser est tout d'abord atténué à l'aide d'un filtre de densité, puis nettoyé à l'aide d'un filtre spatial composé d'un objectif de microscope et d'un trou de Young. Le faisceau est ensuite collimaté à l'aide d'une lentille convergente de focale de 500mm avant d'être collecté par la caméra. Une seringue placée à une distance  $d_0$  de la caméra permet de générer un filet de gouttes continu. Ces gouttes sont impactées par l'écoulement et l'onde de choc créés par un tube à choc placé en perpendiculaire du trajet optique. Les ondes diffractées par les gouttes interfèrent avec les ondes de référence composant le fond continu, puis enregistrés par la caméra.

Les interférogrammes enregistrés (appelés hologrammes) sont traités numériquement et rétro-propagés à une distance  $d_0$  par propagation du spectre angulaire.

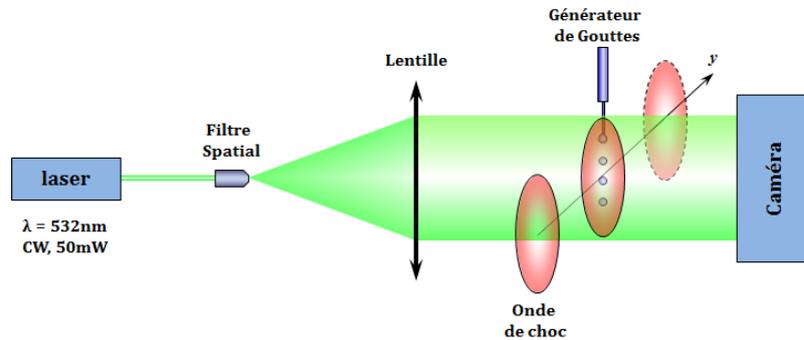


Fig. 1 : Schéma du montage expérimental d'holographie numérique.

### 3. RESULTATS ET DISCUSSIONS

Afin de permettre un suivi de l'évolution du phénomène de fragmentation de gouttes pour différents liquides, la cadence d'acquisition est ajustée pour atteindre 24000 images par seconde en réduisant la résolution des images à 512x512 pixels carrés de 20  $\mu\text{m}$ . Un exemple de résultat de fragmentation pour de l'eau ( $\text{H}_2\text{O}$ ) et de l'éthanol ( $\text{C}_2\text{H}_6\text{O}$ ) qui possèdent des tensions superficielles distinctes est présenté sur la figure 2. La figure illustre les gouttes à des instants différents : avant ( $t = 0 \mu\text{s}$ ), pendant ( $t = 41,7 \mu\text{s}$ ) et après le choc ( $t = 583,2 \mu\text{s}$ ) ; Chaque image est constitué de l'association de l'hologramme mesuré à droite et la goutte reconstruite à une distance de  $d_0 = 33,6 \text{ cm}$  à gauche.

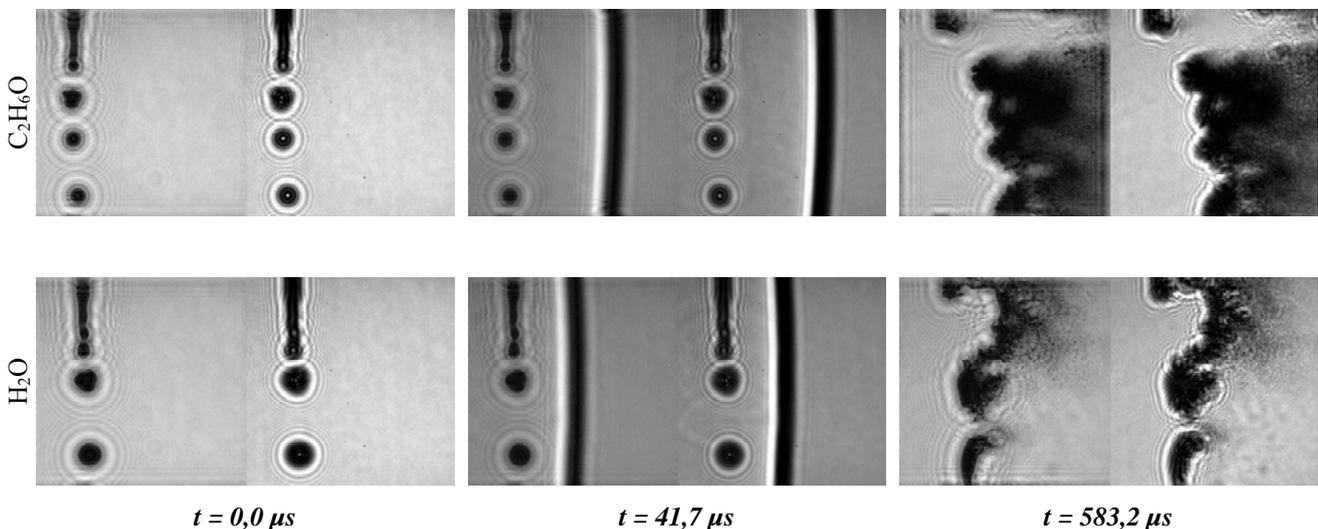


Fig. 2 : Illustration du phénomène de fragmentation de gouttes à la suite du passage d'une onde de choc.

Les résultats montrent que l'effet de l'onde de choc sur les gouttes peut être négligé pour les liquides étudiés. La fragmentation se produit quelques centaines de microsecondes après le passage de l'onde et est plus liée à l'écoulement. Les différents comportements de fragmentation possibles (mode vibratoire, mode bag...) sont reportés dans la littérature [1, 2] et dépendent du nombre de Weber  $We$  qui correspond au rapport des forces d'inertie et capillaire. Dans notre configuration expérimentale, les gouttes ont un diamètre moyen de 1 mm ; Le nombre  $We$  est de plusieurs

centaines et caractérise un mode de fragmentation chaotique (*catastrophic breakup*). La figure 2 montre des comportements de fragmentation chaotique mais distincts pour l'eau et l'éthanol du fait des propriétés physico-chimiques de ces derniers.

### CONCLUSION

L'étude de la fragmentation par holographie numérique en ligne menée sur différents liquides a permis de mettre en avant des comportements complexes qui sont fonction de la nature des liquides, et une quantification de la taille des gouttes générées. A partir d'un seul enregistrement, il est possible de reconstruire des petites gouttes de quelques dizaines de microns et de les localiser dans l'espace. Le nuage de particules créées par la fragmentation peut parfois être difficile à analyser quand celui-ci est dense. Aussi, pour palier à ce problème, la prise simultanée d'autres vues du phénomène et leur traitement pour rendre le nuage moins opaque est en cours d'étude.

### REFERENCES

- [1] Pilch, M., Erdman, C.A., 1987. Use of breakup time data and velocity history data to predict the maximum size of stable fragments for acceleration-induced breakup of a liquid drop. *Int. J. Multiph. Flow* 13, 741–757.
- [2] A. Shraiber, A. Podvysotsky, and V. Dubrovsky, Deformation and Breakup of Drops by Aerodynamic Forces, *Atomization And Sprays*, 6 (1996), pp. 667–692.
- [3] P. Lauret, F. Heymes, P. Slangen, L. Aprin, N. Lecysyn, “*Consequences of Liquid Jet Breakup Resulting from Interaction with Overpressure Wave from Domino Effect*” *chemical engineering transactions*, VOL. 53, 2016, pp. 73–78.

# FOCUSED BEAM SCATTEROMETRY EXPERIMENT FOR SIMULTANEOUS MEASUREMENT OF MULTIPLE PARAMETERS OF A SUBWAVELENGTH STRUCTURE

Anthony Vella<sup>1\*</sup>, Stephen T. Head<sup>1</sup>, Thomas G. Brown<sup>1</sup>, Miguel A. Alonso<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> *The Institute of Optics, University of Rochester, Rochester, New York 14627, USA*

<sup>2</sup> *Aix-Marseille Univ., SNRF, Centrale Marseille, Institut Fresnel, UMR 7249, 13397 Marseille Cedex 20, France*

\*avella@optics.rochester.edu

## RÉSUMÉ

We present a polarization-sensitive scatterometry experiment for the simultaneous measurement of multiple parameters of a deeply subwavelength structure. Initial experiments demonstrate that the method can be used to detect physical variations on sub-nanometer scales using an illumination wavelength of 1.064  $\mu\text{m}$ .

**MOTS-CLEFS :** *scatterometry; polarization; subwavelength metrology*

In the manufacturing of computer integrated circuits, there is a great need for fast and accurate process monitoring for the purpose of quality control. Typical parameters of interest include grating period, critical dimension (CD), overlay error, line edge roughness, trench depth and profile, film thickness, and wafer alignment and orientation [1, 2, 3]. Existing techniques such as scanning electron microscope (SEM) and ellipsometry can be used to measure critical dimension and film thickness, respectively [4]. However, neither is suitable for simultaneous retrieval of multiple process parameters on sub-nanometer scales. Optical scatterometry, the analysis of diffracted light from a sample, has proven to be an effective way to accomplish this task. Measurements of this type have been achieved by scanning a collimated, uniformly polarized laser beam over a range of angles and observing the intensity of a particular diffracted order as a function of incident angle [4].

We present a scatterometry measurement, illustrated in Fig. 1a, in which a beam with spatially varying polarization is focused onto a sample by an objective lens. This allows capturing simultaneously phase- and polarization-sensitive scattering information from all angles within the numerical aperture,

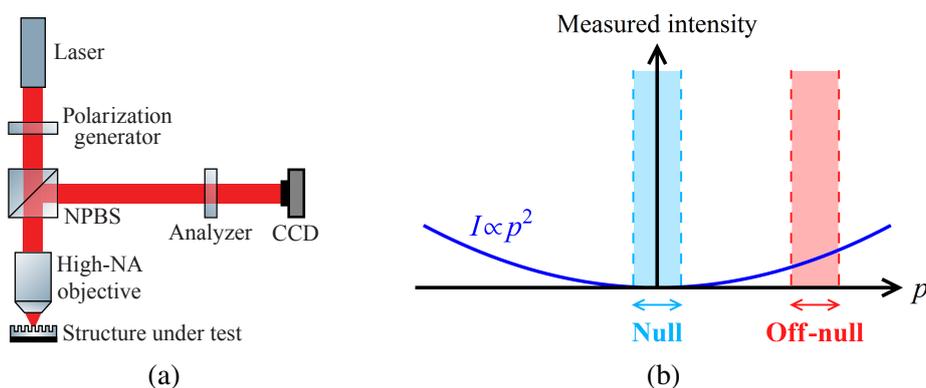


FIGURE 1: (a) Schematic of a focused beam scatterometry experiment with input and output polarization control (NPBS = non-polarizing beamsplitter). (b) Range of variation of the measured intensity  $I$  for an off-null measurement of a single parameter value  $p$ . As opposed to a null measurement (for which the nominal structure would result in zero output intensity), an off-null measurement produces a one-to-one correlation between  $I$  and  $p$  with high contrast.

eliminating the need for a scanning measurement. The scattered light from the structure is re-collimated, passed through a polarization analyzer, and measured. The key of this method is to design the incident polarization and the analyzer (either of which may be spatially inhomogeneous in general) in order to optimize the accuracy of the measurement. The optimal solution results in low intensity levels in the output plane; the advantage of this “off-null” condition is illustrated conceptually in Fig. 1b.

Initial experiments have been performed demonstrating a two-parameter measurement of the critical dimension (CD) and orientation of a one-dimensional silicon lamellar grating with a  $0.4 \mu\text{m}$  period. The wavelength of illumination was  $1.064 \mu\text{m}$ , so that the subwavelength grating only diffracted a single order. For these preliminary measurements, a spatially uniform input polarization and output analyzer (shown in Fig. 2a) were used. A total of 49 measurements, shown in Fig. 2b, were collected for seven structures with CDs between 158 nm and 176 nm oriented at angles between  $-6^\circ$  and  $6^\circ$ . The variations in intensity over this parameter range can be visualized by subtracting the mean intensity from each measurement, as seen in Fig. 2c. The parameters associated with each intensity measurement were estimated using a maximum likelihood method. The standard deviation errors for the measured CD and orientation angle were approximately 0.7 nm and  $0.35^\circ$ . Simulations predict that future experiments with optimized input and output polarization control will reduce the error to 0.06 nm and  $0.04^\circ$ . Complete details of the experiment and simulation will be discussed in an upcoming publication [5].

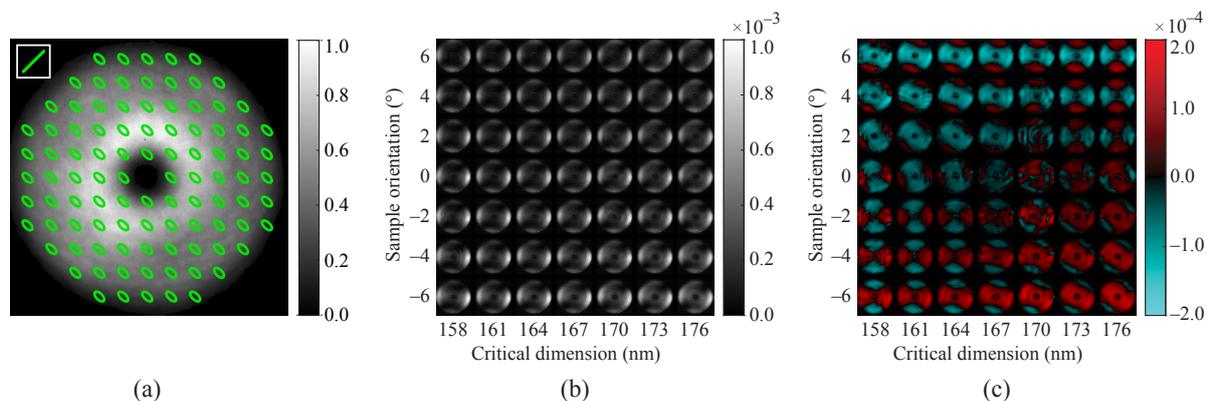


FIGURE 2: (a) Experimentally measured incident polarization and normalized intensity after transmission through the beamsplitter. The transmitted polarization of the output analyzer is shown in the upper left corner. (b) Output intensity distributions for 49 measurements, normalized to the same scale as the input intensity. The axis labels indicate the parameter values associated with the measured intensity distributions. (c) Differences between each intensity and the mean distribution over the parameter range.

**Funding :** IBM Corporation, New York State (NYSTAR) through the Center for Emerging and Innovative Systems, National Science Foundation (PHY-1068325, PHY-1507278), and the Excellence Initiative of Aix-Marseille University - A\*MIDEX, a French “Investissements d’Avenir” programme.

## RÉFÉRENCES

- [1] A.C. Diebold, *Handbook of silicon semiconductor metrology*. CRC Press, 2001.
- [2] L. Wilson, *International Technology Roadmap for Semiconductors*. Semiconductor Industry Assoc., 2015.
- [3] A.J. den Boef, “Optical wafer metrology sensors for process-robust cd and overlay control in semiconductor device manufacturing,” *Surface Topography : Metrology and Properties*, vol. 4, no. 2, p. 023001, 2016.
- [4] C.J. Raymond, M.R. Murnane, S.L. Prins, S. Sohail, H. Naqvi, J.R. McNeil, and J.W. Hosch, “Multi-parameter grating metrology using optical scatterometry,” *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena*, vol. 15, no. 2, pp. 361–368, 1997.
- [5] A. Vella, S.T. Head, T.G. Brown, and M.A. Alonso, “Simultaneous weak measurement of multiple parameters of a subwavelength structure” (in preparation).

# IMAGERIE ACTIVE A CRENELAGE TEMPOREL MULTI-LONGUEURS D'ONDE DANS SA FORME SUPERPOSEE

**Alexis Matwyschuk**

*Institut franco-allemand de recherches de Saint-Louis*  
5, rue du Général Cassagnou BP70034 68301 Saint-Louis Cedex

[alexis.matwyschuk@isl.eu](mailto:alexis.matwyschuk@isl.eu)

## RÉSUMÉ

Après avoir posé les bases du principe de l'imagerie active à crénelage temporel multi-longueurs d'onde dans sa forme juxtaposée, son utilisation dans sa forme superposée a été étudiée. Chaque impulsion laser émise avec une longueur d'onde différente visualise l'objet suivi à un moment précis donnant ainsi sa trajectoire, sa vitesse et son accélération.

**MOTS-CLEFS :** *Imagerie active ; Multi-longueurs d'onde ; Imagerie temporelle ; Faisceau laser pulsé.*

## 1. INTRODUCTION

L'imagerie active est une technique de visualisation utilisant une matrice de capteurs d'image et sa propre source d'illumination. Elle affiche directement une image en deux dimensions de la scène. La synchronisation entre l'illumination et l'enregistrement correspondant au crénelage temporel permet d'améliorer la visibilité à travers des milieux diffusants. Chaque tranche enregistrée de l'espace est sélectionnée en fonction du retard à l'ouverture de la caméra et visualisée en fonction de la largeur de l'impulsion lumineuse et du temps d'ouverture de la caméra [1]. Récemment l'utilisation de l'imagerie active à crénelage temporel multi-longueurs d'onde a permis de restaurer une scène 3D directement sur une seule image [2], où les longueurs d'onde étaient juxtaposées les unes derrière les autres. En remplaçant cette forme juxtaposée par la forme superposée, les longueurs d'onde correspondent à des moments précis. Grâce à la progression des longueurs d'onde, il est possible de connaître directement les positions chronologiques de l'objet qui est un avantage surtout lors d'un déplacement aléatoire. Deux versions ont été évaluées, une avec une ouverture du shutter de la caméra pour chaque retour de longueur d'onde et l'autre avec une ouverture du shutter après le retour de toutes les longueurs d'onde.

## 2. PRINCIPE DE L'IMAGERIE ACTIVE MULTI-LONGUEURS D'ONDE DANS SA FORME SUPERPOSEE

Comme dans l'imagerie active à crénelage temporel classique chaque impulsion lumineuse a une largeur identique [3]. Dans la première version de la forme superposée, le shutter s'ouvre à chaque retour de longueur d'onde émise pour enregistrer une position de l'objet en mouvement. Cette version peut être comparée à un mode accumulé [4] (Fig.1a). La Fig.1a laisse entrevoir que la distance d'observation est indépendante de la période d'émission des impulsions laser qui est liée à la vitesse de l'objet. Ainsi sa vitesse peut évoluer sans contrainte par rapport à sa distance, avec tout de même une limite lorsque le temps restant est nul. Pour confirmer expérimentalement la validité de cette version, nous avons utilisé le même montage optique que pour la forme juxtaposée sauf avec un barillet pour différencier les longueurs d'onde émises [4]. Le type d'image obtenue est représenté dans Fig.1c&d avec le mouvement de la lettre « J » [5]. Chaque position enregistrée de la lettre est bien différenciée par une longueur d'onde différente (Fig.1c). Le crénelage temporel a été vérifié grâce à un rideau en tissu intercalé entre l'imageur et la scène pour simuler un milieu diffusant. Suivant le retard à l'ouverture du shutter, soit la vision de la scène était perturbée par le rideau, soit les différentes positions de la lettre « J » en mouvement devenaient visibles (Fig.1d).

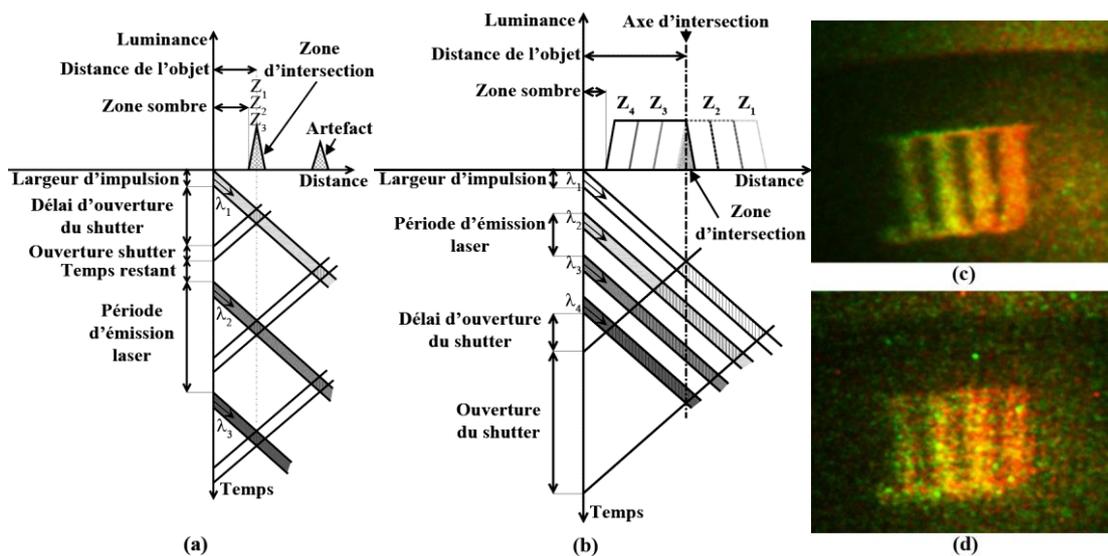


Fig.1 : Détermination graphique de la région d'intersection des zones de visualisation des longueurs d'onde (a) de la première version et (b) de la deuxième version. Enregistrement de la lettre « J » en mouvement dans la première version (c) sans le rideau et (d) avec le rideau.

Dans la deuxième version, le shutter s'ouvre après le retour de toutes les longueurs d'onde émises les unes derrière les autres avec le même décalage temporel pour enregistrer les positions de l'objet en mouvement. Cette version peut être comparée à un mode flash [6]. La Fig.1b laisse bien apparaître une dépendance entre la distance d'observation et la période d'émission des impulsions laser liée à la vitesse de l'objet. Ainsi lorsqu'il se trouve proche de l'imageur, sa vitesse doit être très élevée. Inversement pour le visualiser lorsqu'il se déplace lentement, sa distance doit être très grande. Pour confirmer expérimentalement la validité de cette version, nous avons utilisé le même montage optique que pour la forme juxtaposée [4]. Ne pouvant pas respecter cette contrainte de vitesse et de distance dans le laboratoire, nous avons utilisé un montage avec une fibre optique pour valider cette deuxième version. Ainsi le prolongement de la fibre optique représentait l'axe des distances et les parties éclairées les zones visualisées [5].

### CONCLUSION & PERSPECTIVES

L'ensemble des résultats a confirmé la possibilité de déterminer la trajectoire d'un objet en mouvement grâce à ce principe d'imagerie active dans sa forme superposée [5]. Concernant les perspectives, en plus de pouvoir connaître les caractéristiques de déplacement d'un objet évoluant à une très grande vitesse dans un milieu diffusant, le suivi de plusieurs objets se déplaçant avec des trajets différents pourrait être envisagé. De plus l'analyse de leurs attitudes pourrait être un atout majeur pour l'étude de certains phénomènes comme en balistique ou en détonique.

### REFERENCES

- [1] D. Bonnier and V. Larochelle, "A range-gated active imaging system for search and rescue, and surveillance operations," Proc. SPIE, vol. 2744, 1996.
- [2] A. Matwyschuk, "Principe d'imagerie active à crénelage temporel multi-longueurs d'onde pour l'imagerie 3D," Instrumentation Mesure Métrologie\_Diagnostics optiques, vol. 16 (1-4), pp. 255-260, 2017.
- [3] J. F. Andersen, J. Busck and H. Heiselberg, "Pulsed Raman fiber laser and multispectral imaging in three dimensions," Applied Optics, vol. 45 (24), pp. 6198-6204, 2006.
- [4] A. Matwyschuk, "Multiple-wavelength range-gated active imaging principle in the accumulation mode for three-dimensional imaging," Applied Optics, vol. 56 (3), pp. 682-687, 2017.
- [5] A. Matwyschuk, "Multiple-wavelength range-gated active imaging in superimposed style for moving object tracking," Applied Optics, vol. 56 (27), pp. 7766-7773, 2017.
- [6] A. Matwyschuk, "Direct method of three-dimensional imaging using the multiple-wavelength range-gated active imaging principle," Applied Optics, vol. 55 (14), pp. 3782-3786, 2016.

# IMAGERIE HYPERSPECTRALE ACTIVE DANS L'INFRAROUGE THERMIQUE

Chaimae El Fakir<sup>1</sup>, Luiz Poffo<sup>1</sup>, Bastien Billiot<sup>2</sup>, Pascal Besnard<sup>1</sup>, Jean-Marc Goujon<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Univ Rennes, CNRS, Institut FOTON - UMR 6082, F-22300 Lannion, France

<sup>2</sup> AII-CMI, 35400 Saint-Malo, France

[chaimae.elfakir@univ-rennes1.fr](mailto:chaimae.elfakir@univ-rennes1.fr)

## RÉSUMÉ

L'imagerie active permet d'associer au système d'observation une source d'éclairage artificielle à spectre contrôlé. Les variations de réflexion et transmission spectrale par imagerie active dans l'infrarouge thermique (7-13  $\mu\text{m}$ ), acquises sur le banc proposé, seront corrélées avec d'autres méthodes de caractérisation et diagnostic des matériaux.

**MOTS-CLEFS :** *imagerie active ; imagerie hyperspectrale ; caractérisation des matériaux.*

## 1. INTRODUCTION

L'étude de la composition chimique, la structure, l'état de surface et la température de matériaux ou éléments biologiques, s'effectue couramment par deux techniques : la spectroscopie ou l'imagerie.

La spectroscopie [1] vise à déterminer la composition et la structure chimique d'un échantillon en identifiant les vibrations atomiques et moléculaires, alors que l'imagerie [2] étudie la distribution spatiale de ces composants. Parfois les propriétés recherchées ne sont pas directement observables sur l'image ou le spectre, d'où la nécessité de corréler la mesure avec une mesure de référence sur le même échantillon.

Par ailleurs, on assiste au développement du couplage de ces deux techniques dans l'imagerie multispectrale (bandes spectrales disjointes) et hyperspectrale (bandes continues).

Cependant, ce développement est encore limité dans le domaine infrarouge thermique (3-13  $\mu\text{m}$ ), par la disponibilité des sources, filtres et imageurs.

Nous proposons ici un système d'imagerie spectrale active, destiné au contrôle des matériaux par réflexion ou transmission, opérant entre 7 et 13  $\mu\text{m}$ .

## 2. TECHNIQUES DE CONTROLE DES MATERIAUX

Les techniques d'observation sans contact ou techniques d'imagerie ont démontré leur efficacité pour la caractérisation des propriétés des matériaux [2-4]. On distingue :

- les systèmes passifs, percevant l'énergie en provenance de l'objet, en émission ou en réflexion (imagerie visible [5], thermographie passive [4]).
- les systèmes actifs, qui comportent un dispositif d'excitation de l'échantillon, et collectent le flux transmis ou réfléchi. Ils sont peu dépendants des conditions d'éclairage. La puissance d'excitation disponible est un critère important pour le diagnostic sans contact.

La mise en œuvre des techniques d'imagerie multispectrale ou hyperspectrale nécessite que le spectre de la source soit maîtrisé, ou au moins caractérisé [5]. Les systèmes commerciaux existent dans les bandes spectrales visible et proche-infrarouge (imageurs à semi-conducteurs et techniques push-broom, jusqu'à 2,5  $\mu\text{m}$ ), mais l'extension au domaine de l'infrarouge thermique reste délicate, car impose d'articuler la source et le système d'analyse spectrale, éléments rares au-delà de 2,5  $\mu\text{m}$ .

La figure 1 propose quelques architectures d'imagerie active multi ou hyperspectrale en bande thermique. Sur la figure 1-a, l'échantillon est excité par une source thermique large bande, le flux transmis ou réfléchi est ensuite filtré en longueurs d'ondes et collecté par l'imageur. Sur la figure 1-b, les filtres sont positionnés avant l'échantillon, de cette façon l'échantillon n'est excité que sur les longueurs d'onde d'intérêt. Notons que les filtres accordables dans l'infrarouge sont une technologie récente non encore mature [6]. Les puissances utiles d'excitation sont faibles par nature.

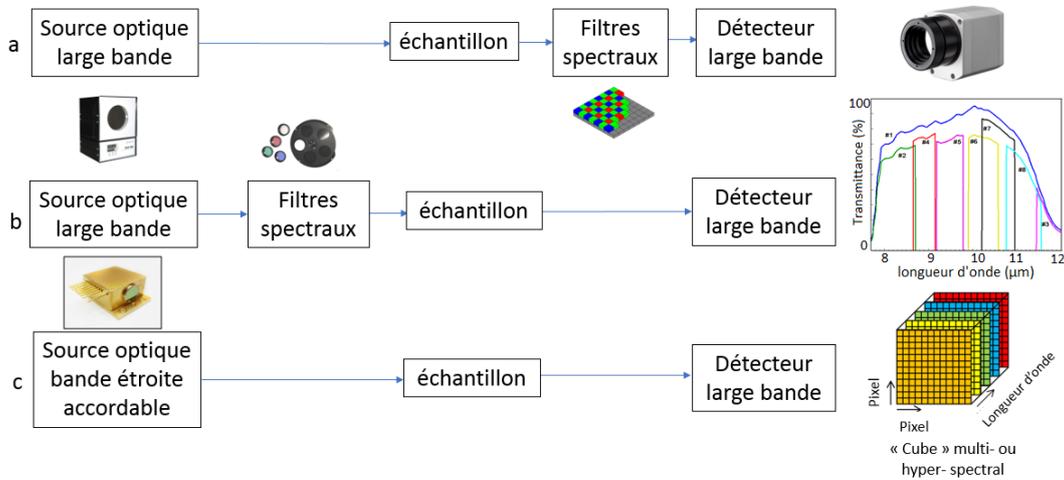


Fig. 1 : Trois exemples d'architecture pour l'imagerie active multi ou hyperspectrale.

### 3. SYSTEME D'IMAGERIE ACTIVE HYPERSPECTRALE

La récente disponibilité des lasers QCL accordables nous permet de proposer l'architecture hyperspectrale figure 1.c, éclairant l'échantillon par une source à spectre fin contrôlé. Le rayonnement réfléchi ou transmis est collecté par un imageur large bande thermique standard.

Les principaux intérêts de cette architecture sont une excitation puissante (jusqu'à 100 mW selon les longueurs d'onde) à spectre étroit et une accordabilité fine ( $\pm 1$  nm). Le banc que nous proposons autorise désormais l'excitation de scènes larges (jusqu'à 1 m<sup>2</sup>) dans des conditions de rapport signal/bruit standard, utilisant notamment des imageurs thermiques classiques non refroidis.

### CONCLUSION

L'imagerie hyperspectrale active dans la bande thermique est une technologie émergente peu explorée pour la caractérisation des matériaux. Afin d'évaluer plus précisément ses capacités, nous avons développé un banc d'expérimentation, permettant de corréler les images acquises avec d'autres méthodes de caractérisation et diagnostic des matériaux.

### RÉFÉRENCES

- [1] M. Buitrago, T. Groen, C. Hecker, et A Skidmore. "Changes in thermal infrared spectra of plants caused by temperature and water stress". ISPRS Journal of Photogrammetry and Remote Sensing 111 : 22-31, 2016.
- [2] Chaffar, Khaled. "Thermographie active appliquée à la caractérisation in situ de parois de bâtiment". Thèse de doctorat, Artois, 2012.
- [3] Foucher, Philippe. "Étude d'indicateurs morphologiques pour la caractérisation de l'état hydrique de végétaux par analyse d'images". Thèse de doctorat, Université d'Angers, 2003.
- [4] Quoc, Sang Pham Tu. "Caractérisation des propriétés d'un matériau par radiométrie photothermique modulée". Thèse de doctorat, Université Paris Sud-Paris XI, 2014.
- [5] M. A. Gagnon, K. A. Jahjah, F. Marcotte, P. Tremblay, V. Farley, E. Guyot, et M. Chamberland. "Time-resolved thermal infrared multispectral imaging of gases and minerals". Electro-Optical and Infrared Systems, 9249: 92490U. International Society for Optics and Photonics, 2014.
- [6] H. Zhang, A. Muhammad, J. Luo et al, "Electrically tunable infrared filter based on the liquid crystal Fabry-Perot structure for spectral imaging detection". Applied Optics, vol. 53, No. 25, sept 2014.

# IMAGERIE PAR ÉTIRAGE TEMPOREL : APPLICATION À LA DÉTECTION D'ÉVÉNEMENTS ULTRA-COURTS ET NON-RÉPÉTITIFS

Pierre-Henry Hanzard, Thomas Godin, Saïd Idlahcen, Claude Rozé, Ammar Hideur

CORIA UMR 6614, CNRS - Université de Rouen Normandie - INSA Rouen, France

thomas.godin@coria.fr

## RÉSUMÉ

Nous rapportons le développement d'une technique d'imagerie toute optique haute cadence basée sur le principe de transformée de Fourier dispersive et dédiée à l'étude de phénomènes ultra-rapides. En encodant l'information spatiale dans le spectre d'impulsions ultra-courtes, cette méthode permet pour la première fois le suivi, à une cadence de 80 MHz, d'ondes de choc uniques générées par ablation laser tout en offrant la possibilité de réaliser une étude statistique de leur vitesse mais aussi de suivre leur évolution sur des durées de l'ordre de la dizaine de  $\mu\text{s}$ . Cette démonstration de faisabilité illustre le fort potentiel de ces techniques dites "temps réel" pour l'étude des phénomènes ultra-courts et non-répétitifs tels que ceux impliqués dans les processus d'interaction laser-matière.

**MOTS-CLEFS :** *imagerie ultra-rapide ; transformée de Fourier dispersive ; onde de choc*

## 1. INTRODUCTION

Les techniques d'imagerie ultra-rapides sont aujourd'hui des outils indispensables pour étudier les phénomènes extrêmement courts mis en jeu dans des domaines très variés : dynamiques cellulaires en biologie, ablation laser, atomisation de jets liquides ou encore détection d'ondes de choc. Toutefois, ces phénomènes sont parfois intrinsèquement non-répétitifs et empêchent alors l'utilisation des techniques pompe-sonde usuelles et de l'imagerie résolue en temps pour suivre leur dynamique. Dans ce contexte, les systèmes d'imagerie continue classiques (CCD, CMOS) sont eux aussi limités par le compromis entre sensibilité et fréquence d'acquisition. Les meilleurs d'entre eux permettent d'atteindre des cadences de quelques centaines de kHz, voire du MHz mais avec de faibles résolutions spatiales, et ne sont donc pas assez performants pour suivre en temps réel des phénomènes ultra-brefs. Des caméras fonctionnant en mode « rafale » avec des trains d'impulsions ultra-brèves ont été développées et permettent d'atteindre des intervalles temporels de quelques dizaines de fs [1, 2], mais n'autorisent pas de suivi sur des temps relativement longs (e.g.  $\mu\text{s}$ ).

Une solution prometteuse pour contourner ces limitations est d'utiliser une technique d'imagerie toute optique basée sur le principe de dualité espace-temps [3, 4]. Cette technique, appelée imagerie par étirage temporel (*time-stretch imaging* ou *serial-time encoded amplified microscopy*) consiste à encoder une image dans le spectre large-bande d'une impulsion ultra-courte, spectre qui est ensuite transféré dans le domaine temporel, permettant alors des taux d'acquisition records en utilisant des détecteurs hautes vitesses. Cette conversion du domaine fréquentiel vers le domaine temporel, appelée transformée de Fourier dispersive, est réalisé en propageant suffisamment et donc en étirant temporellement les impulsions dans un milieu avec une forte dispersion chromatique (GVD) telle qu'une fibre optique.

Nous rapportons ici le développement d'une telle technique d'imagerie en temps réel dédiée au suivi d'ondes de choc générées lors des processus d'ablation laser et de génération de plasma. Il s'agit à notre connaissance de la première fois qu'une telle étude est réalisée, permettant un réel suivi de l'onde de choc (ralentissement, réflexion) mais aussi d'établir des statistiques de vitesses.

## 2. DISPOSITIF & RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Les ondes de choc (OC) sont générées en focalisant des impulsions intenses sur un échantillon d'aluminium, comme présenté sur la Fig. 1(a). Leur propagation est ensuite encodée dans le spectre

d'impulsions ultra-courtes générées par un laser à fibre à blocage de modes et préalablement dispersées spatialement par un réseau de diffraction. Une fois encodées, ces impulsions sont injectées dans le module de conversion fréquence-temps consistant en une fibre à compensation de dispersion et de plusieurs étages d'amplification optique afin d'obtenir une sensibilité suffisante. Un système d'acquisition rapide est enfin utilisé pour l'enregistrement des signaux. Dans ces conditions expérimentales, des résolutions spatiale et temporelle de  $8 \mu\text{m}$  et  $12.5 \text{ ns}$  sont obtenues, avec la possibilité de suivre le signal sur plusieurs dizaines de  $\mu\text{s}$ . Les résultats obtenus après ablation laser par une impulsion ns unique sont présentés sur la Fig. 1(b). Deux évènements rapides sont tout d'abord observés à l'échelle de quelques dizaines de ns, suivi par

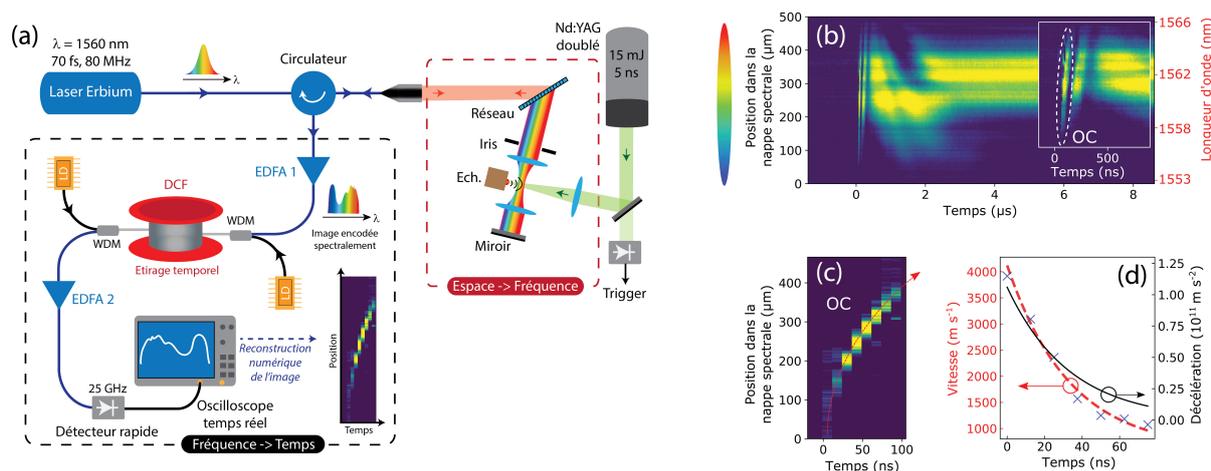


FIGURE 1 : (a) Dispositif expérimental. (b) Signal enregistré après ablation par une impulsion unique. (c) Zoom sur le signal correspondant à l'OC. (d) Évolution de la vitesse de l'OC en fonction du temps.

des phénomènes plus lents à l'échelle  $\mu\text{s}$ . Les premiers correspondent à une OC unique suivie d'une onde dite de contact [5] alors que les seconds correspondent à l'évolution dynamique du plasma. Concernant l'OC, il est alors possible de suivre l'évolution de sa vitesse et de son accélération comme présenté sur la Fig. 1(d). La technique a de plus permis, pour la première fois, de suivre la réflexion de l'OC mais aussi de réaliser une étude statistique des distributions de vitesses en fonction des conditions expérimentales (matériau, conditions de formation du plasma).

## CONCLUSION

Cette étude de faisabilité illustre le très fort potentiel des techniques d'imagerie basées sur le principe d'étirage temporel pour le suivi des évènements ultra-brefs et non-répétitifs mis en jeu en physique des plasmas et des ondes de choc, et de manière plus générale dans tous les domaines nécessitant une forte résolution temporelle sur des échelles de temps de l'ordre de la  $\mu\text{s}$ .

## REMERCIEMENTS

Ce travail a bénéficié des aides de l'Agence Nationale de la Recherche (projet RIFT ANR-15-CE08-0018-01 et Labex EMC3), de l'Union Européenne (FEDER) et de la région Haute-Normandie (projet BioEngine).

## RÉFÉRENCES

- [1] J. Liang, C. Ma, L. Zhu, Y. Chen, L. Gao, and L. V. Wang, *Sci. Adv.* **52**, e1601814 (2017).
- [2] K. Nakagawa *et al.*, *Nat. Photon.* **8**, 695 (2014).
- [3] K. Goda, K. K. Tsia, and B. Jalali, *Nature* **458**, 1145 (2009).
- [4] A. Mahjoubfar *et al.*, *Nat. Photon.* **11**, 341 (2017).
- [5] S. S. Shiva, C. Leela, P. P. Kiran, C. D. Sijoy, and S. Chaturvedi, *Phys. Plasmas* **23**, 053107 (2016).

# INSPECTION AUTOMATISÉE D'ASSEMBLAGES MÉCANIQUES AÉRONAUTIQUES PAR VISION 2D/3D EN EXPLOITANT LA MAQUETTE NUMÉRIQUE

Hamdi Ben Abdallah<sup>1,2</sup>, Igor Jovančević<sup>2</sup>, Jean-José Orteu<sup>1</sup>, Ludovic Brèthes<sup>2</sup>, Benoît Dolives<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Institut Clément Ader (ICA) ; Université de Toulouse ; CNRS, IMT Mines Albi, INSA, ISAE-SUPAERO, UPS ; Campus Jarlard, F-81013 Albi, France

<sup>2</sup> DIOTASOFT, 815 La Pyrénéenne, 31670 Labège, France

## RÉSUMÉ

L'inspection automatisée permet d'accélérer le contrôle qualité de pièces ou structures mécanique. Cet article propose une méthodologie d'inspection automatisée d'assemblages mécaniques aéronautiques basée sur l'utilisation d'une caméra 2D et/ou d'un capteur 3D, et sur l'exploitation de la maquette numérique de l'assemblage. Il s'agit de vérifier que les éléments qui constituent l'assemblage sont présents, ou qu'ils ont été montés dans la bonne position. Les méthodes proposées ont été validées dans le cadre d'applications industrielles.

**MOTS-CLEFS :** *Inspection ; modèle CAO ; analyse d'images ; analyse de nuages de points 3D.*

## 1. INTRODUCTION

En utilisant une caméra 2D et/ou un capteur 3D, il s'agit d'inspecter un assemblage mécanique aéronautique pour vérifier qu'il a été correctement assemblé (éléments présents, éléments dans la bonne position, éléments à la bonne distance les uns des autres, etc.).

A titre d'exemple, la figure 1a présente un panneau utilisé pour tester nos algorithmes et la figure 1b présente le modèle CAO 3D du panneau (maquette numérique) qui sert de référence.

Sur le panneau, l'élément A est absent, l'élément B a été monté correctement, l'élément C a été monté à l'envers, l'élément E a été monté correctement, l'élément F représente 1 câble qui a été monté trop près d'une canalisation (problème d'interférence ; cf. section 3.).

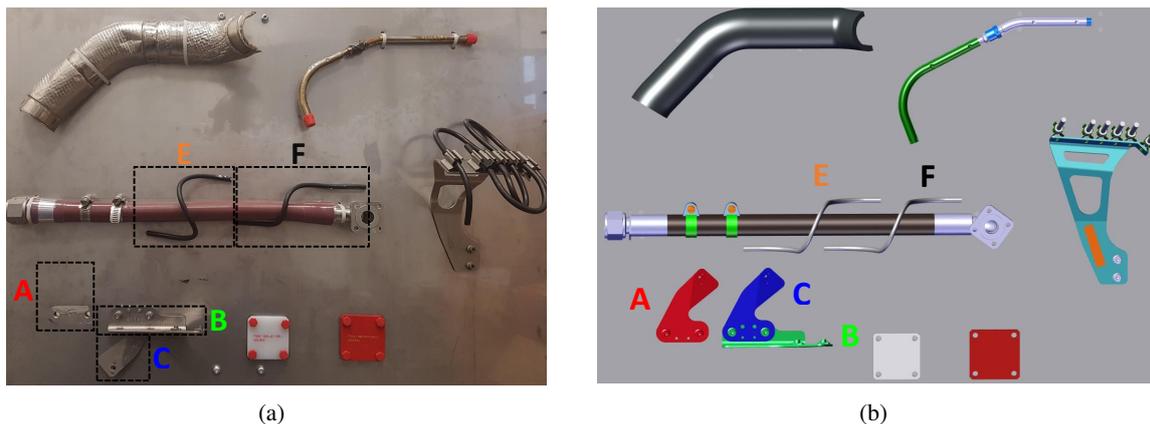


FIGURE 1: (a) Panneau constitué d'éléments à contrôler et (b) maquette numérique du panneau

Pour des raisons de rapidité d'inspection, l'objectif est de contrôler un maximum d'éléments par vision 2D (analyse d'images) et de réserver l'utilisation du capteur 3D (analyse de nuages de points 3D) pour les éléments qui ne peuvent pas être contrôlés par vision 2D (voir section 3.).

A noter que la pose relative entre l'objet à inspecter et le capteur est fournie en temps-réel par le logiciel de réalité augmentée développé par Diota. Ce logiciel est basé sur un tracking d'edgelets et un algorithme de SLAM [1].

## 2. INSPECTION À PARTIR D'IMAGES 2D

L'algorithme d'inspection par analyse d'images 2D est basé sur une comparaison des edgelets du modèle CAO projetés dans les images 2D avec les contours extraits dans les images 2D [2].

L'algorithme est composé de 4 étapes principales :

1. Extraction d'edgelets dans le modèle CAO de l'objet à contrôler.  
Un edgelet  $(p_i, \vec{t}_i)$  est défini par un point 3D  $p_i$  et un vecteur normé  $\vec{t}_i$ , tangentiel à la surface au point  $p_i$ . L'étape de génération d'edgelets est expliquée dans [1].
2. Projection 3D/2D : la pose relative élément à inspecter/caméra étant connue (c'est une des forces de la méthode d'inspection proposée), les edgelets 3D extraits du modèle CAO sont projetés dans l'image 2D en utilisant la projection perspective (principe de réalité augmentée) (cf. figure 2).
3. Mise en correspondance entre les edgelets projetés et les contours extraits dans l'image 2D.
4. Analyse des écarts et diagnostic sur la présence éventuelle d'une anomalie (élément absent par exemple).

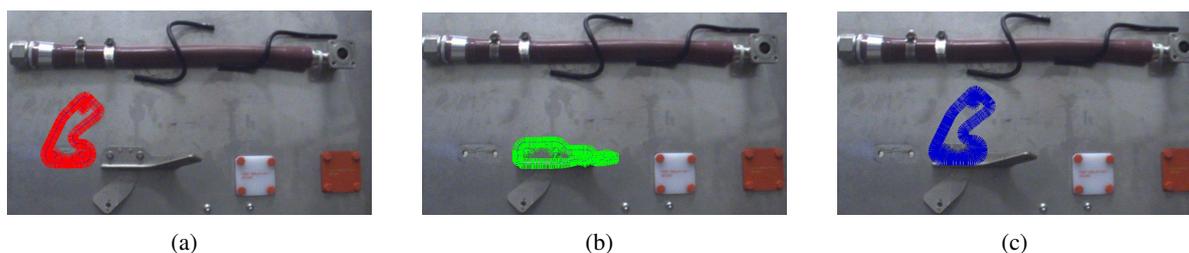


FIGURE 2: Edgelets du modèle CAO projetés dans l'image pour les éléments A, B et C de la figure 1 (étape 2 de l'algorithme d'inspection 2D)

Résultats : l'algorithme d'inspection 2D a été testé sur un jeu de 395 images acquises dans des conditions d'éclairage variables et sous différents points de vue. Il a fourni un diagnostic correct dans 99.83% des cas, avec un taux de faux positifs (fausses alarmes) de 0.25% et un taux de faux négatifs de 0%. Les résultats obtenus confirment l'efficacité de la méthode développée. D'autres tests sont en cours sur d'autres configurations d'inspection.

## 3. INSPECTION À PARTIR DE NUAGES DE POINTS 3D

Certains types d'inspection ne peuvent pas être réalisés par "simple" analyse d'images 2D. Un exemple typique est l'interférence entre câbles ou canalisations. Il s'agit de vérifier que 2 câbles (ou 1 câble et 1 canalisation) sont à une distance minimale l'un de l'autre. La figure 1 (éléments E et F) et la figure 4 illustrent quelques exemples d'interférence.

On voit sur la figure 1 (éléments E et F) que, selon le point de vue, l'analyse d'une image 2D ne permet pas de déterminer la distance entre 1 câble et 1 canalisation (ou entre 2 câbles). Pour ce type de diagnostic, nous utilisons un capteur 3D qui fournit des nuages de points 3D.

L'algorithme d'inspection par analyse de nuages de points 3D est composé de 6 étapes principales : (1) prétraitement des données 3D acquises par le capteur pour éliminer les points aberrants (2) extraction d'amers 3D (3) définition de descripteurs 3D associés aux amers (4) raffinement par ICP à double filtrage (5) mesure des écarts après recalage entre la forme scannée et le modèle CAO correspondant (6) diagnostic sur la présence éventuelle d'interférences (cf. figure 4).

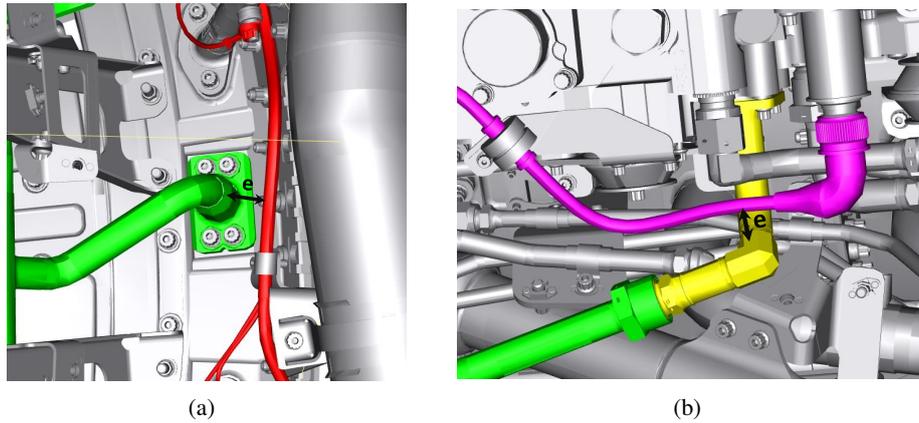


FIGURE 3: Illustration de la problématique des interférences entre câbles ou canalisations

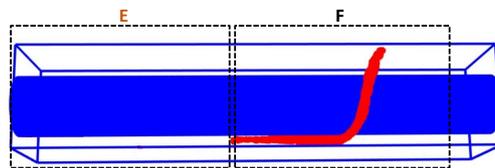


FIGURE 4: Résultat de la détection d'interférences (éléments E et F de la figure 1) : l'algorithme a détecté que le câble de droite a été monté trop près de la canalisation

La robustesse de l'algorithme proposé est en cours d'évaluation.

### CONCLUSION

L'exposé oral permettra de présenter les algorithmes développés et les résultats obtenus sur différentes situations nécessitant une inspection 2D ou une inspection 3D.

### RÉFÉRENCES

- [1] A. Loesch, S. Bourgeois, V. Gay-Bellile and M. Dhôme, "Generic edgelet-based tracking of 3D objects in real-time," *International Conference on Intelligent Robots and Systems (IROS)*, vol. 52, pp. 6059–6066, 2015.
- [2] H. Ben Abdallah, I. Jovancevic, J.-J. Orteu, L. Brèthes, "Automatic inspection of an aeronautical mechanical assembly by matching the 3D CAD model and real 2D images", *Congrès Reconnaissance des Formes, Image, Apprentissage et Perception (RFIAP'2018)*, Marne-la-Vallée (France), 25-28 juin 2018. (soumis)

# MARQUEUR PHOTOLUMINESCENT POUR LE DIAGNOSTIC DE L'HISTOIRE THERMIQUE À HAUTE TEMPÉRATURE

Etienne Copin<sup>1</sup>, Stéphane Amiel<sup>1</sup>, Thierry Sentenac<sup>1</sup>, Yannick Le Maout<sup>1</sup>, Philippe Lours<sup>1</sup>,  
Florence Ansart<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Institut Clément Ader (ICA) ; Université de Toulouse ; CNRS, IMT Mines Albi, INSA, ISAE-SUPAERO, UPS ; Campus Jarlard, F-81013 Albi, France

<sup>2</sup> CIRIMAT, Université de Toulouse, CNRS, INPT, UPS, Université Toulouse 3 Paul Sabatier, 31062 Toulouse Cedex 9, France

[etienne.copin@mines-albi.fr](mailto:etienne.copin@mines-albi.fr)

## RÉSUMÉ

Un marqueur fluorescent thermosensible a été développé pour application haute température (1173 K-1423 K). Il offre la possibilité de déterminer l'histoire thermique avec une meilleure résolution thermique que les peintures thermochromes conventionnelles, et pourrait être facilement mis en œuvre sous forme de revêtement par des procédés sol-gel.

**MOTS-CLEFS :** *fluorescence ; histoire thermique ; capteur ; revêtement*

## 1. INTRODUCTION

La connaissance des champs de température vus en service par des composants internes est cruciale pour le dimensionnement de systèmes opérants à haute température. En effet, dans certains cas, la difficulté d'accès à certaines zones confinées nécessite d'avoir recours à des peintures thermochromes, dont les changements de couleur avec la température d'exposition permettent de déterminer *ex-situ* l'histoire thermique de composants revêtus à l'issue d'un évènement thermique représentatif en conditions stationnaires. Cependant, le caractère discret et le faible nombre des virages de couleurs limitent la résolution thermique de ces peintures à quelques dizaines voire quelques centaines de degrés [1]. L'utilisation de marqueurs photoluminescents, dont les propriétés d'émission de fluorescence varient continument avec la température et sont facilement mesurables quantitativement, offre la possibilité de déterminer l'histoire thermique avec une meilleure résolution thermique [2].

## 2. MARQUEUR PHOTOLUMINESCENT DE L'HISTOIRE THERMIQUE YSZ:Er<sup>3+</sup>

Des aérogels de zircone stabilisée à l'yttrine et fonctionnalisée avec des ions erbium et europium (YSZ:Er<sup>3+</sup> et YSZ:Eu<sup>3+</sup>) ont été synthétisés par voie sol-gel à partir de précurseurs alkoxydes. À l'issue du séchage supercritique et d'un traitement thermique de 2h à 973K, les aérogels se présentent sous la forme de poudres composées de cristallites de taille sub-micrométrique partiellement cristallisées, fluorescentes sous l'excitation d'un laser Nd:YAG à 532 nm (pics d'émission à 545 nm et 562 nm pour YSZ:Er<sup>3+</sup> et à 585 nm et 606 nm pour YSZ:Eu<sup>3+</sup>).

Pour le luminophore YSZ:Er<sup>3+</sup>, des traitements thermiques isothermes de courte durée (15 min) entre 1173K et 1423K entraînent une cristallisation progressive qui, en modifiant l'environnement des ions Er<sup>3+</sup>, provoque une augmentation significative de l'intensité de fluorescence des pics d'émission de fluorescence à 545 nm et 562 nm (d'un facteur 50 entre l'état initial et l'état traité 15 min à 1423K) ainsi qu'une augmentation du temps de vie de fluorescence (de 16  $\mu$ s à 43  $\mu$ s). Les propriétés de fluorescence mesurées à température ambiante à l'issue d'un

traitement thermique en conditions stationnaires sont ainsi représentatives de la température à laquelle a été exposé le matériau, et peuvent donc permettre de déduire son histoire thermique.

### 3. SENSIBILITE A L'HISTOIRE THERMIQUE DU MARQUEUR YSZ:ER<sup>3+</sup>/YSZ:EU<sup>3+</sup>

Un marqueur mixte YSZ:Er<sup>3+</sup> (sensible à l'histoire thermique) / YSZ:Eu<sup>3+</sup> (très peu sensible à l'histoire thermique) a été étudié, pour lequel des ratios entre les intensités de fluorescence des ions Er<sup>3+</sup> (545 nm ou 562 nm) et des ions Eu<sup>3+</sup> (606 nm) ont été définis afin de limiter la forte dépendance des intensités de fluorescence absolues aux conditions d'observation. Comme illustré par les courbes d'étalonnage sur la Figure 1, les ratios d'intensité et le temps de vie de fluorescence évoluent respectivement de manière exponentielle et linéaire avec la température lors de traitements thermique isothermes de 15 min entre 1173K et 1423K. Une approche basée sur l'approximation des résolutions thermiques théoriques par des différences de température équivalentes de bruit (NETD) [3] montre que celles-ci, comprises entre 5K et 2K (ratio d'intensité) et 6K et 2K (temps de vie), sont significativement meilleures que les résolutions des peintures thermochromes conventionnelles dans cette plage de température.

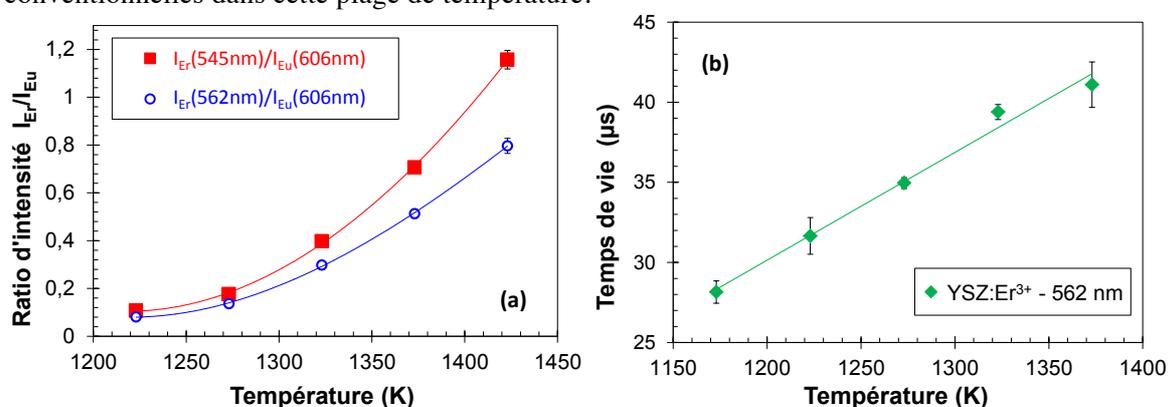


Fig. 1 : Sensibilité à l'histoire thermique du marqueur YSZ:Er<sup>3+</sup>/YSZ:Eu<sup>3+</sup> développé (poudres) : évolution (a) des ratios d'intensité  $I_{Er}/I_{Eu}$  et (b) du temps de vie du pic d'émission à 562 nm des ions Er<sup>3+</sup> avec la température d'exposition pour des traitements thermiques isothermes de 15 min entre 1173K et 1423K.

### 4. REVETEMENT PHOTOLUMINESCENT MARQUEUR DE L'HISTOIRE THERMIQUE

La mise en œuvre du marqueur pour des applications de détermination de l'histoire thermique est envisagée sous la forme d'un revêtement déposé par voie sol-gel. Le marqueur reste en effet stable aux températures de consolidation nécessaire, et divers tests de dépôts de revêtements ont montré que les poudres synthétisées sont adaptées au dépôt par des procédés sol-gel de type *dip-coating* et *spray coating*.

### CONCLUSION

La forte sensibilité à l'histoire thermique de l'intensité et du temps de vie de fluorescence du marqueur YSZ:Er<sup>3+</sup>/YSZ:Eu<sup>3+</sup>, ainsi que sa compatibilité avec les procédés de dépôt sol-gel, sont prometteuses quant à la possibilité de déterminer l'histoire thermique de composants revêtus avec une meilleure résolution thermique que les peintures thermochromes actuellement disponibles.

### RÉFÉRENCES

- [1] Lempereur C, Andral R and Prudhomme J Y, 2008, Surface temperature measurement on engine components by means of irreversible thermal coatings, *Meas. Sci. Technol.* 19, 105501.
- [2] Copin E B, Massol X, Amiel S, Sentenac T, Maoult Y L and Lours P, 2017, Novel erbia-yttria co-doped zirconia fluorescent thermal history sensor, *Smart Mater. Struct.* 26, 15001.
- [3] Amiel S, Copin E, Sentenac T, Lours P and Le Maoult Y, 2018, On the thermal sensitivity and resolution of a YSZ:Er<sup>3+</sup>/YSZ:Eu<sup>3+</sup> fluorescent thermal history sensor, *Sensors and Actuators A: Physical* 272, 42–52.

# MESURE À TRÈS GRANDE DYNAMIQUE DES PROPRIÉTÉS SPECTRALES DE FILTRES OPTIQUES INTERFÉRENTIELS

Michel Lequime, Myriam Zerrad, Claude Amra

Aix Marseille Univ, CNRS, Centrale Marseille, Institut Fresnel, Marseille, France

michel.lequime@fresnel.fr

## RÉSUMÉ

Nous présentons ici la structure d'un spectrophotomètre permettant de mesurer, avec une dynamique de 12 décades et une résolution de 0,1 nm, la dépendance spectrale de la transmission, de la réflexion et de l'indicatrice de diffusion d'un filtre interférentiel. Les performances de ce système sont sans équivalent au niveau mondial.

**MOTS-CLEFS :** *filtres optiques interférentiels ; spectrophotométrie ; densité optique*

## 1. INTRODUCTION

Depuis la fin des années 90, la disponibilité conjointe de machines de dépôt d'une grande fiabilité et de logiciels de synthèse à hautes performances a rendu possible la réalisation de filtres optiques interférentiels d'une complexité accrue, constitués par un grand nombre de couches minces (typiquement plusieurs centaines) et susceptibles de répondre aux spécifications toujours plus contraignantes de secteurs d'application comme l'Observation de la Terre, les Télécommunications Optiques Guidées ou la Biophotonique. Ces spécifications concernent par exemple les niveaux de réjection hors bande, les raideurs de pente ou la dépendance angulaire ou spectrale des indicatrices de diffusion.

Toutefois, il n'existait pas à ce jour des moyens de contrôle permettant de vérifier de manière expérimentale que l'ensemble de ces spécifications de performances était effectivement respecté. C'est ce qui a conduit notre équipe à initier dès 2014 le développement de l'instrument SALSA (pour *Spectral and Angular Light Scattering characterization Apparatus*), instrument dont nous allons maintenant décrire le fonctionnement et présenter les principales performances [1, 2, 3].

## 2. DESCRIPTION DE L'INSTRUMENT

Une représentation schématique de l'instrument SALSA est donnée à la Figure 1.

Le flux émis par une source blanche à haute luminance de type laser à supercontinuum (NKT EXB-6) est envoyé dans un hologramme de volume (LLTF) qui en prélève une bande spectrale de 2 nm dont la longueur d'onde centrale est continûment réglable entre 400 et 1000 nm.

Une faible partie (10%) du flux ainsi filtré est prélevée par un cube séparateur BS et envoyée vers une voie de référence, tandis que la partie restante (90 %) traverse trois étages de densités commutables dont la transmission cumulée varie entre 1 et  $10^{-9}$ . La structure de la voie de référence est similaire à celle de la voie principale, à ceci près que la dynamique de transmission est simplement de  $10^6$ . Un obturateur électro-mécanique SH est placé en amont du cube séparateur et est utilisé pour définir le temps d'intégration du système de détection et synchroniser de manière passive les acquisitions effectuées sur chacune des deux voies.

Les flux lumineux transmis par ces deux voies sont couplés dans des fibres optiques de mêmes caractéristiques opto-géométriques, l'extrémité de celle associée à la voie de mesure étant placée dans le plan focal objet d'une optique à miroir. Le flux ainsi collimaté traverse le composant en test TFF sous une incidence réglable. Un système fibré identique à celui utilisé en émission est disposé à l'extrémité d'un bras mobile en rotation autour de l'échantillon, ce qui permet de mesurer avec le même montage la transmission, la réflexion, mais aussi la dépendance angulaire de l'indicatrice de diffusion de ce composant. Les deux fibres de réception, respectivement associées à la voie Mesure et à la voie Référence sont intégrées dans une seule et même interface mécanique placée dans la pupille d'entrée d'un spectrographe

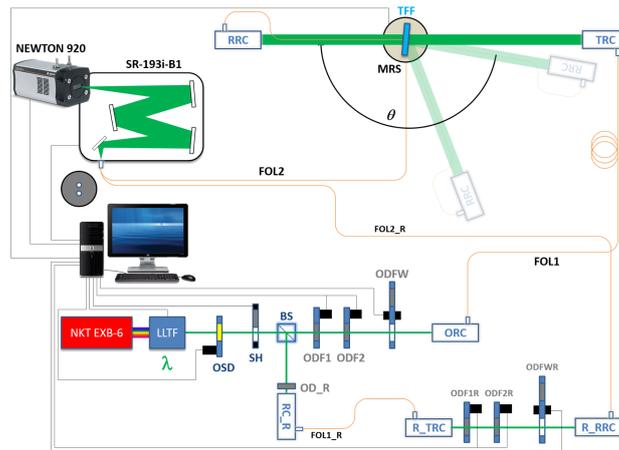


FIGURE 1 : Représentation schématique de l'instrument SALSA

à réseau de type Czerny-Turner, dont la pupille de sortie est équipée d'un détecteur CCD de type matriciel ( $256 \times 1024$  pixels), refroidie à  $-70^\circ\text{C}$  et dont le signal vidéo est numérisé sur 16 bits. Cette matrice de détecteurs enregistre donc de manière synchrone, avec une résolution de 0,05 nm, la dépendance spectrale des flux transmis par les voies mesure et référence autour de la longueur d'onde centrale définie par filtre accordable LLTF.

Un ordinateur de type PC assure le pilotage de l'ensemble de l'instrument et le traitement des données qui résultent de l'ensemble des mesures effectuées.

### 3. PERFORMANCES

L'instrument SALSA est capable :

- de mesurer la dépendance spectrale de la transmission (ou de la réflexion) d'un filtre optique interférentiel avec une résolution de 0,1 nm sur l'ensemble de la plage de longueurs d'onde comprises entre 400 et 930 nm, et une dynamique comprise entre 0 et 12 en terme de densité optique, ce seuil de détectivité de  $10^{-12}$  apportant une amélioration de plus de 6 décades par rapport aux meilleurs spectrophotomètres actuellement disponibles,
- de caractériser la raideur de pente d'un filtre interférentiel avec une dynamique de variation pouvant atteindre  $10^7$  sur 1,3 nm,
- de mesurer les dépendances angulaires et spectrales de l'indicatrice de diffusion de ce même filtre avec une résolution angulaire meilleure que le degré et un seuil de détectivité en terme de BRDF de  $10^{-8} \text{ sr}^{-1}$ , ce qui est comparable à la limite imposée par la diffusion Rayleigh dans l'air.

L'ensemble de ces performances fait de l'instrument SALSA un appareil de mesure sans équivalent au niveau mondial, et dont la disponibilité a permis d'ouvrir la voie à des confrontations nouvelles entre prédictions théoriques issues du design du filtre et performances effectives de ce type de composant.

### RÉFÉRENCES

- [1] 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. Letters* **40**, 3225-3228 (2015).
- [2] M. Lequime, S. Liukaityte, M. Zerrad, 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).
- [3] M. Lequime, "Wide-range Multimodal Characterization of the Optical Properties of Complex Thin-film Filters," in *Optical Interference Coatings 2016*, OSA Technical Digest, invited paper ThC.1.

# MESURE D'ABSORPTION DE COUCHE OU DE MATERIAU : COMMENT ETALONNER ?

Hervé Piombini<sup>(1)</sup>, Jérémy Avice<sup>(1)</sup>, Didier Picart<sup>(1)</sup>, Gilles Damamme<sup>(2)</sup>

<sup>(1)</sup> CEA, DAM Le Ripault, F-37260 Monts, France

<sup>(2)</sup> CEA, DAM Centre de Gramat, F-46500 Gramat, France

[herve.piombini@cea.fr](mailto:herve.piombini@cea.fr)

## RÉSUMÉ

La connaissance de l'absorption dans les matériaux est importante car elle engendre des phénomènes (déformations, dépolarisation, endommagement, ...) quand on utilise des lasers de puissance. Souvent elle est négligée car on utilise des verres "transparents" car elle est difficile à mesurer. Pour des faibles absorptions, la déflexion photothermique (D.P.) a été mise au point fin des années 80 par C. Boccara. Elle mesure la déflexion d'un faisceau sonde par l'échauffement provoquée par un laser pompe. La déflexion dépend des paramètres thermomécaniques et nous devons pouvoir nous étalonner. L'objectif de ce papier est de donner une méthode pour mesurer l'absorption de matériau ayant un faible coefficient d'extinction et d'établir des rapports simples pour estimer de matériau ou de couches minces sol-gel sur substrat de silice.

**MOTS-CLEFS :** *Absorption, sol-gel, photothermie, interférométrie.*

## 1. INTRODUCTION

Les transports optiques de faisceaux lasers de forte puissance moyenne nécessitent des optiques dioptriques (hublots, lentilles,...) réalisées avec des matériaux et des couches faiblement absorbants. En effet l'absorption dans ces matériaux peut entraîner divers effets (claquage du matériau, lentille thermique, dépolarisation photo-induite). Plusieurs méthodes peuvent être utilisées pour déterminer les coefficients d'absorption des matériaux comme la spectrophotométrie, l'ellipsométrie ou les ondes guides [1] mais celles-ci sont limitées, à causes des incertitudes liées principalement à l'acquisition (Fig 1), à des coefficients d'extinction supérieurs à  $10^{-3}$ .

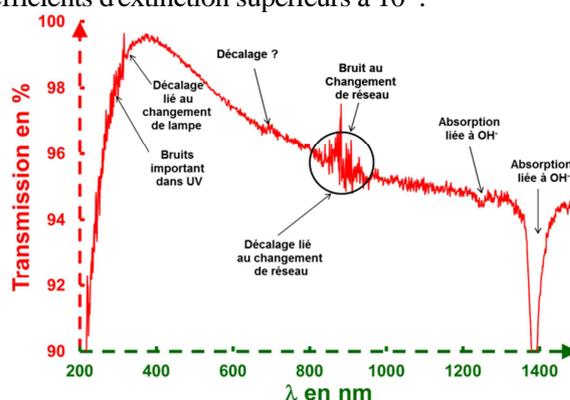


Fig. 1 : Exemple de sources d'incertitudes générées par une mesure avec un spectrophotomètre. Pour obtenir des mesures de faibles coefficients d'extinction, il faut soit des épaisseurs de matières importantes, soit réaliser des mesures de déformation de front d'onde par interférométrie ou par D.P. [2], l'une mesure une surface d'onde l'autre mesure une pente. Dans le cas de la D.P., deux configurations sont possibles : le mode colinéaire ou transverse (Fig.2). La D.P. colinéaire est bien adaptée à la mesure de

surface opaque ou de couche mince qu'on peut "facilement" étalonner avec des couches étalons déposés sur un substrat de même nature. L'étalonnage de la D.P. colinéaire est plus compliqué car c'est la variation d'indice du matériau avec la température (et non de l'air) qui influe sur la mesure [2]. Nous allons présenter comment grâce à une modélisation des phénomènes thermomécaniques [3] et la mesure de l'absorption d'un matériau de déterminer les bons coefficients d'étalonnage.

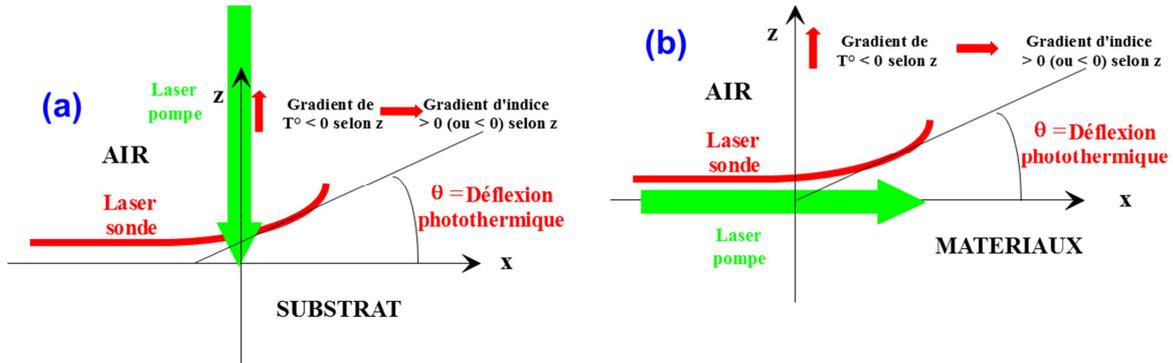


Fig. 2 : Schéma de principe de la photothermie transverse (a) et colinéaire (b)

## 2. MONTAGES UTILISES ET RESULTATS

Pour la mesure d'absorption des matériaux on utilisera le montage d'interférométrie calorifique (I.C.) décrit dans la référence [4] utilisant un laser à vapeur de cuivre de forte puissance moyenne et un interféromètre et pour les couches minces sol-gel on ajoutera un module de D.P. au banc décrit dans la référence [5]. Les résultats obtenus sont résumés dans Tab.1.

Tab. 1 : Matériaux, fournisseur, dimension et techniques utilisées pour obtenir k, le coefficient d'extinction.

Matériau	Fournisseur	Φ, e en mm	Technique	k
BK 7	Schott	76,8	I.C.	$12 \cdot 10^{-9}$
Silice 7980	Corning	100,1000	I.C.	$22 \cdot 10^{-12}$
Suprasil 1	Héraeus	50, 153	I.C.	$97 \cdot 10^{-12}$
Anopole	Sorem	50,140	I.C.	$0.6 \cdot 10^{-9}$
Fluorine	Crystran Ltd	50,150	I.C.	$1.3 \cdot 10^{-9}$
Couche sol-gel	CEA	50,8	P.T.	$qq \cdot 10^{-6}$

## CONCLUSION

On montre bien que les techniques lasers permettent un gain dans les mesures d'absorption.

## RÉFÉRENCES

- [1] H. Piombini, X. Dieudonné, T. Wood, F. Flory, "Guided wave measurements for characterization of sol-gel layers," Optical Review, vol. 20 (5), pp 426-43, 2013.
- [2] Jackson, W. B.; Amer, N. M.; Boccara, A. C; and Fournier, D., " Photothermal deflection spectroscopy and detection," App Opt, vol 20(8) pp 1333-1344,1981
- [3] C.Klein, "Optical distortion coefficient of laser Windows, one more time," Proc. SPIE, vol. 1047, pp 80, 1989
- [4] H. Piombini, C. Gallou, P. Isnard, "Visible laser facility for optical components," Proc. SPIE 1859, Laser Isotope Separation,1993
- [5] J. Avice; H. Piombini; C. Boscher; P. Belleville; G. Vaudel; G. Brotons; P. Ruello; V. Gusev, "Link between mechanical strength and laser damage threshold for antireflective coating made by sol-gel," Proc.SPIE, vol 10447, pp 1044717, (2017)

# MESURE INTERFÉROMÉTRIQUE IN SITU DU COEFFICIENT DE RÉFLEXION D'UN EMPILEMENT DE COUCHES MINCES OPTIQUES

Séverin L. Nadji<sup>1</sup>, Michel Lequime<sup>1</sup>, Thomas Begou<sup>1</sup>, Cihan Koc<sup>1</sup>,  
Catherine Grèzes-Besset<sup>2</sup>, Julien Lumeau<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Aix Marseille Univ, CNRS, Centrale Marseille, Institut Fresnel, Marseille, France

<sup>2</sup> CILAS, Etablissement de Marseille, Pole ALPHA Sud—Saint Mitre, 13400 Aubagne, France

michel.lequime@fresnel.fr

## RÉSUMÉ

Nous présentons ici un montage interférométrique permettant de mesurer l'évolution, en amplitude et phase, du coefficient de réflexion d'un empilement de couches minces optiques. La structure de ce montage permet de s'affranchir des vibrations du bâti de dépôt et de la mise en rotation à grande vitesse du porte-substrat.

**MOTS-CLEFS :** *interférométrie ; couche mince optique ; holographie digitale*

## 1. INTRODUCTION

Le domaine des couches minces optiques a connu ces 25 dernières années une révolution, à la fois scientifique et industrielle, qui a rendu possible la conception et la réalisation de filtres interférentiels complexes à très grand nombre de couches (plusieurs centaines) dont les performances semblaient autrefois inaccessibles [1].

Cette révolution a nécessité non seulement la mise au point de procédés de dépôt dont la fiabilité permet justement d'envisager la réalisation de filtres aussi complexes sans craindre de trop nombreux échecs, mais aussi le développement de systèmes de contrôle *in situ* des propriétés optiques des empilements rendant possible le suivi temps réel de leur dépôt. Dans le cadre de cette démarche, nous avons développé un système interférométrique qui permet la mesure, en amplitude et phase, du coefficient de réflexion d'un empilement de couches minces optiques tout au long de son dépôt.

## 2. DESCRIPTION DU MONTAGE

L'échantillon dont on veut mesurer l'évolution du coefficient de réflexion, en amplitude et phase, est un substrat de silice de 25 mm de diamètre et de 2 mm d'épaisseur, placé dans un porte-substrat mobile en rotation à une vitesse de 120 tours par minute. Le bâti sur lequel nous avons réalisé nos expériences utilise comme procédé de dépôt la pulvérisation ionique assistée, habituellement désignée sous l'acronyme anglais DIBS (pour *Dual Ion Beam Sputtering*). Ce procédé permet d'obtenir des couches denses présentant une grande qualité cosmétique et une très bonne tenue aux flux laser intenses. Les matériaux haut et bas indices utilisés dans nos expériences étaient le pentoxyde de tantale ( $\text{Ta}_2\text{O}_5$ ,  $n_H = 2,149 @ 600 \text{ nm}$ ) et le dioxyde de silicium ( $\text{SiO}_2$ ,  $n_B = 1,492 @ 600 \text{ nm}$ ).

Comme représenté de manière schématique à la Figure 1, une source à faible cohérence de type diode superradiante, centrée à 830 nm, est couplée à une fibre optique monomode dont l'extrémité est placée au foyer objet d'un collimateur de 150 mm de focale. Le faisceau gaussien de faible divergence ainsi obtenu est séparé en deux par un cube séparateur, et envoyé d'une part vers un miroir de référence mobile en translation et d'autre part vers le substrat au travers du hublot d'entrée du bâti et d'un périscope à miroirs permettant de ramener l'axe du faisceau à la bonne distance du système de motorisation du porte-substrat. Les flux réfléchis par le miroir de référence et la face inférieure du substrat sont recombinaisonnés au niveau du cube séparateur avant de traverser un objectif de 90 mm de focale qui image cette face inférieure sur la partie sensible d'une caméra CCD faible bruit comprenant  $1640 \times 1200$  pixels de  $7,4 \times 7,4 \mu\text{m}^2$ . Un filtre passe bande de 3,2 nm de largeur, placé en amont de l'objectif, permet d'augmenter

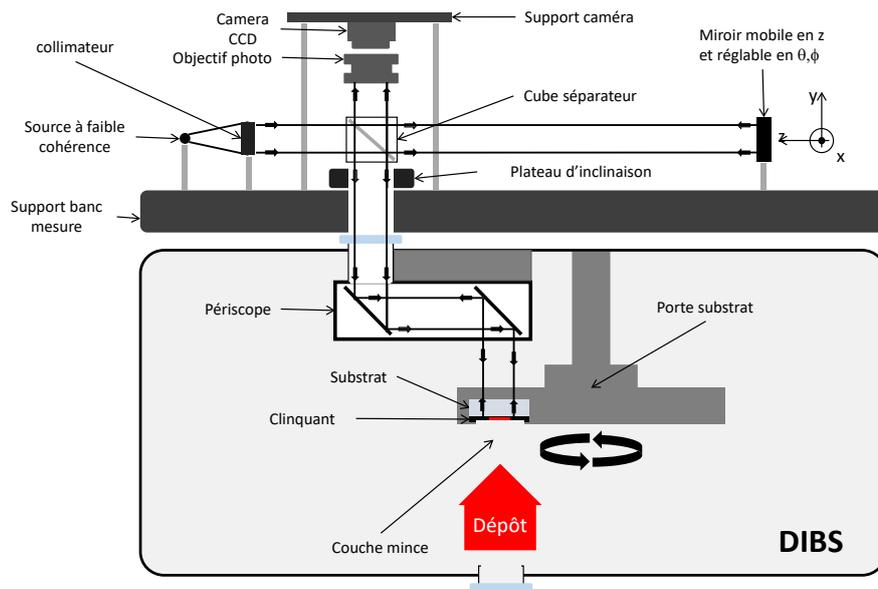


FIGURE 1 : Représentation schématique du montage interférométrique de mesure, en amplitude et phase, du coefficient de réflexion d'un empilement en cours de dépôt (la matière se dépose sur la face inférieure de l'échantillon avec une uniformité améliorée par la mise en rotation du porte-substrat)

la longueur de cohérence de la source à environ  $100 \mu\text{m}$  tout en rejetant la majeure part de la lumière ambiante.

Pour s'affranchir des vibrations de la machine, la source est utilisée en mode pulsé (durée d'impulsion de  $10 \mu\text{s}$ ) et un clinquant annulaire de faible épaisseur est placé en-dessous de l'échantillon de manière à ce que le dépôt ne se produise que sur la partie centrale du substrat, la zone non traitée servant ainsi de référence locale de position. Un dispositif électronique permet en outre de synchroniser l'émission du pulse lumineux et le mouvement de rotation du porte-substrat, de manière à garantir que l'échantillon se trouve éclairé à chaque tour dans la même position. La longueur du bras de référence est ajustée de manière à obtenir une différence de marche nulle entre la réflexion partielle générée par la face inférieure du substrat, située en regard de la source de matière, et celle se produisant sur le miroir de référence. La position angulaire de ce miroir est ajustée de manière à disposer d'une trentaine de franges dans le champ de vue de la caméra.

Le traitement numérique appliqué à chacun des interférogrammes enregistrés à une cadence de 2 Hz correspond à celui de l'interférométrie holographique digitale [2]. On obtient ainsi une cartographie des informations de phase et d'amplitude à la surface de l'échantillon. Un dépliement de ces valeurs de phase suivi d'une comparaison entre les valeurs obtenues dans la zone centrale traitée et la zone annulaire non traitée permet de remonter à la valeur absolue du coefficient de réflexion, tant en amplitude qu'en phase.

## CONCLUSION

Au cours de notre présentation orale, nous détaillerons les résultats obtenus lors du dépôt de monocouches de matériaux haut et bas indices sur un substrat de silice, et qui sont caractérisés par un excellent accord entre théorie et expérience.

## RÉFÉRENCES

- [1] M. Lequime et M.-F. Ravet-Krill, Les couches minces optiques : entre recherche appliquée et révolution industrielle, *Photoniques* **42**, 51-53 (2009).
- [2] P. Picart and J.-C. Li, *Digital holography*, John Wiley & Sons (2013).

# MESURES DU MICROMELANGE PAR UNE TECHNIQUE A DEUX LONGUEURS D'ONDES D'UNE FLUORESCENCE INDUITE PAR PLAN LASER ET QUENCHEE PAR PH.

**Tom Lacassagne, Armando Femat Ortiz, Serge Simoëns, Mahmoud EL Hajem, Jean-Yves Champagne.**

*LMFA-CNRS Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique, UMR CNRS 5509, INSA Lyon, ECLyon, UCBLyon I, Université de Lyon, France*

[serge.simoens@ec-lyon.fr](mailto:serge.simoens@ec-lyon.fr)

## RÉSUMÉ

L'objectif de ce travail est de présenter la mise en œuvre d'une technique originale permettant de traiter par visualisation optique 2D les problèmes liés en particulier aux absorptions lumineuses qui sont importantes dès lors que l'expérience est de grande dimension. Ce type de problèmes a été largement traité par le passé et les solutions ont été soit préventives par des calculs permettant de limiter de façon acceptable l'absorption, soit par des techniques de traitement de l'information point à point sur les images finales.

**MOTS-CLEFS :** *Fluorescence, 2 longueurs d'onde, Micromélange, laser*

## 1. INTRODUCTION

En Mécanique des Fluides, la Fluorescence Induite par Plan Laser (FIPL) est utilisée depuis de nombreuses années pour les mesures de champs de concentration d'espèce(s) transportée(s)/mélangée(s), de température ou de pression, grandeurs essentielles dans nombre d'écoulements liés aux études de Mélange/Transport. Une espèce fluorescente est au préalable mélangée ou substituée à une espèce réelle du problème. Un éclairage laser ad\_hoc est ensuite utilisé pour exciter l'espèce fluorescente qui en se mélangeant au sein de l'écoulement étudié va voir sa concentration locale baisser, de même pour son intensité de fluorescence associée. Le problème de base de ce type de mesure est l'obtention de conditions optiques identiques en chaque point des images du champ de prise de vue (CPV) de l'écoulement étudié. Il est à peu près impossible, même en laboratoire d'avoir une intensité d'éclairage laser uniforme dans une CPV suffisamment grande. Ainsi la première stratégie consiste à traiter les images enregistrées par des champs de référence préenregistrés pour soustraire le bruit de fond et pour obtenir une information indépendante de l'intensité d'éclairage. Néanmoins même si ces traitements restent nécessaires elles ne permettent pas dans les cas qui nous intéressent d'obtenir un résultat parfait sur tout le CPV. En effet la majorité des écoulements étudiés pour le Mélange/Transport d'espèce nécessitent des éclairages lasers qui avant d'arriver à exciter le produit fluorescent en un point donné voient leur chemin optique traverser des zones qui ne sont pas uniformes en concentration du produit fluorescent « traceur ». Ainsi l'absorption est inégale tout au long du chemin. Même si ce problème est minimisable par un calcul initial permettant l'emploi de concentration optimale en fonction des longueurs de chemins optiques il n'en reste pas moins des erreurs finales qui ne sont pas toujours acceptables. Une autre stratégie est la prise en compte de l'absorption le long du chemin optique jusqu'au point de mesure. Cela peut se faire dès lors que la CPV contient tout le chemin optique lors de sa traversée de l'écoulement. Cela est en général impossible à faire si l'on veut conserver une résolution spatiale suffisante.

Nous avons mis au point une technique de mesure qui nous permet de nous départir 1) de la non uniformité d'éclairage, 2) du non enregistrement simultané de toute la traversée du chemin

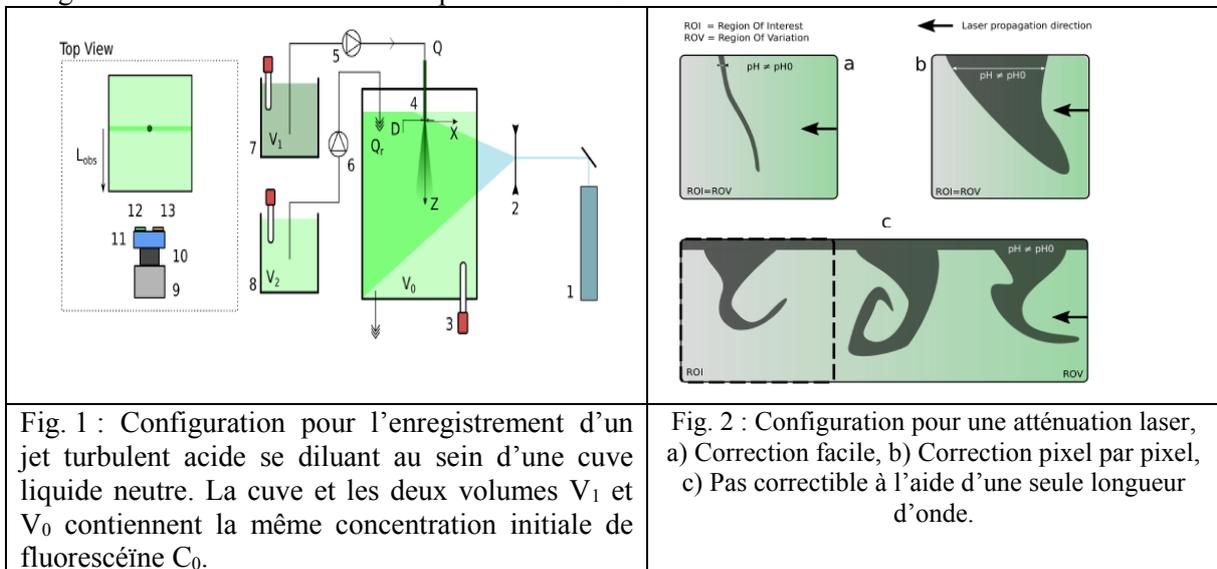
optique jusqu'au CPV. Nous allons présenter dans ce travail le principe de base de la technique, les tests nécessaires à son emploi et quelques résultats relatifs à un jet turbulent.

## 2. PRINCIPE ET MISE EN OEUVRE

La fluorescence est utilisée depuis plus de trente ans en mécanique des fluides pour faire des mesures de champs de concentration d'espèces se mélangeant au sein d'un liquide. On se reportera aux nombreuses études (Simoëns et Ayrault, 1994) existant ces trente dernières années et utilisant le principe de fluorescence. Le principe est celui de la Fluorescence Induite par Plan Laser (FIPL).

Dans ce travail nous utilisons une variante ; la fluorescéine est utilisée comme traceur d'un jet turbulent acide, à  $\text{pH} = 4.5$ . La fluorescence est alors inhibée (Lacassagne et al, 2016). Le jet turbulent acide est injecté dans une cuve à  $\text{pH}$  neutre. Lors de l'injection un mélange se fait. Le  $\text{pH}$  est alors modifié en fonction de la zone de mélange au sein de la cuve. Lors de l'éclairement laser la zone reflète donc par l'intensité enregistrée un  $\text{pH}$  correspondant au mélange. L'avantage de cette variante est l'accès au micro-mélange.

On a en figure 1 le schéma d'utilisation d'un laser (Argon) qui après éclatement du faisceau laser par un système optique de lentilles sphériques et cylindrique permet l'éclairement de la CPV. Le jet acide arrive par le haut de la cuve. Une caméra munie de deux filtres et d'un système de recombinaison prismatique permet d'enregistrer sur le même capteur CCD (caméra) le CPV à 2 longueurs d'onde différentes correspondantes aux filtres utilisés.



On voit sur la figure 2 que suivant la traversée de différentes structures (du mélange turbulent) acides, l'éclairement laser ne subit pas la même absorption en chaque point du CPV. Une solution consiste à enregistrer le même CPV mais à deux longueurs d'onde différentes.

Sur la figure 3, en bleu se situe la longueur d'onde d'excitation utilisée pour l'excitation de la fluorescéine (correspondant à son maximum d'absorption). En vert se trouve la bande spectrale (bande 1) utilisée pour enregistrer le signal fluorescent correspondant au maximum du spectre d'émission de la fluorescéine. La zone « marron » correspond à la seconde bande spectrale du spectre (bande 2) d'émission de la fluorescéine utilisée pour enregistrer les images.

Enfin en figure 4 on peut visualiser pour une image de référence à concentration en fluorescéine connue que si elle n'est pas corrigée on a une intensité non uniforme (profil transverse en pointillé). Cette image correspond à l'enregistrement avec le premier filtre (bande 1). Sur la même figure en b) on voit qu'en utilisant le principe d'enregistrement simultané à deux longueurs d'onde du même CPV on peut corriger les défauts de l'image originale. Cette seconde image est obtenue après division de la première par une image de la même CPV mais avec le second filtre (bande 2) puis

une adimensionnalisation par un tel ratio mais de référence (pH et concentration en fluorescéine connus). Le profil d'intensité est alors constant (pointillé image b)) démontrant l'efficacité du système.

On montrera théoriquement que l'obtention de la correction du CPV s'explique 1) par élimination de toute référence à l'intensité d'éclairage  $I_0$  mais aussi à toute différence géométrique d'éclairage (due aux chemins optiques différents d'un filtre à l'autre).

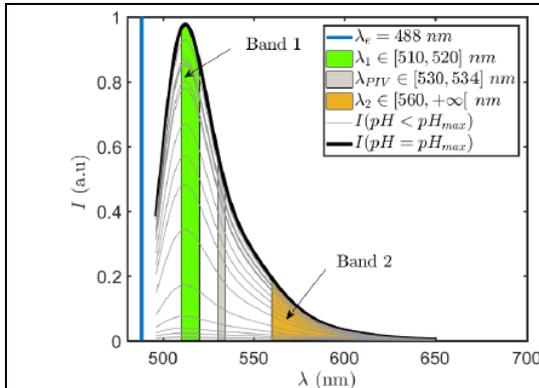


Fig. 3 2 bandes spectrales choisies sur le spectre d'émission de la fluorescéine pour lesquelles on enregistre simultanément chaque image relative au CPV de l'expérience.

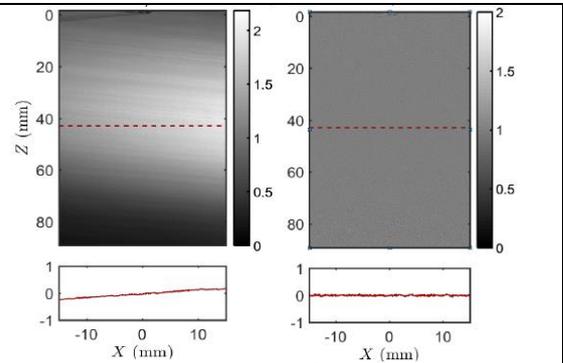


Fig. 4 : Images de Calibration homogènes pour un pH =7, a) Profil d'intensité pour une longueur d'onde (unités arbitraires), b) même profil pour le ratio des intensités relatives aux deux longueurs d'onde, adimensionnées par un profil ratio de référence.

## CONCLUSION

Le présent travail est relatif à la correction d'images d'intensités fluorescentes issues d'une espèce fluorescente ensemencant un écoulement étudié et éclairé par un plan (nappe) laser de longueur d'onde correspondante au maximum d'absorption du produit utilisé. Les corrections sont nécessaires puisque dans ce type d'étude les traversées optiques sont différentes de point en point de la CPV. On montrera que cette technique est applicable à une variante de la PLIF, la PLIF Quenchée par pH. On montrera que les vérifications ont été faites pour assurer une efficacité quelque soit le pH, l'intensité d'éclairage ou la concentration en produit fluorescent utilisé.

## REFERENCES

- [1] [Simoëns S.](#) et Ayrault, M., Concentration flux measurement of a scalar quantity in turbulent flows, Experiments in Fluids 16(3-4), pp. 273-281, 1994.
- [2] Lacassagne T., El Hajem M., Morge F., Simoëns S et Champagne J-Y., Study of gas liquid mass transfer in a grid stirred tank, Oil&Gas Science and Technology, 72 (1):7, 2017.

# MESURES LIDAR DES ESPECES H<sub>2</sub>O ET CO<sub>2</sub> A L'AIDE DE LA SPECTROSCOPIE PAR TRANSFORMEE DE FOURIER A DOUBLE PEIGNES DE FREQUENCES

Jérémy Oudin<sup>1</sup>, Ajmal Khan Mohamed<sup>1</sup>, Philippe-Jean Hébert<sup>2</sup>

<sup>1</sup> ONERA Chemin de la Hunière BP 80100 FR-911232 Palaiseau cedex, France

<sup>2</sup> CNES 18 Avenue Edouard Belin, 31400 Toulouse, France

jeremy.oudin@onera.fr

## RÉSUMÉ

Des mesures LIDAR IPDA utilisant la spectroscopie par transformée de Fourier à deux peignes de fréquences ont été réalisées pour mesurer la concentration d'espèces chimiques présentes dans l'atmosphère. Des premiers résultats ont été obtenus sur une distance de 140 m permettant de détecter et d'évaluer la concentration en H<sub>2</sub>O et en CO<sub>2</sub> de l'atmosphère.

**MOTS-CLEFS :** *Peigne de fréquences ; Spectroscopie ; Lidar.*

## 1. INTRODUCTION

La connaissance des gaz à effet de serre à l'échelle du globe est un enjeu important, cependant les LIDAR actuels sont pour la plupart mono-espèce et fonctionnent à basse cadence ce qui limite la couverture et le suivi spatio-temporelle. L'utilisation des lasers peignes de fréquences comme source laser est une solution pour y remédier, ces lasers possèdent par nature une large bande spectrale permettant une détection multi-espèces et une cadence de répétition élevée permettant de réaliser des acquisitions rapides. La méthode de spectroscopie à deux peignes de fréquences qui a vu le jour en 2002 [1] permet de contourner les difficultés d'acquisition à haute résolution spectrale ou temporelle d'une large bande d'émission par rapport aux interféromètres à transformée de Fourier classiques utilisant un Michelson. Le principe est de faire battre ensemble deux peignes de fréquences dont les fréquences de répétitions sont légèrement différentes ce qui aboutit à la spectroscopie de Fourier [2] bien maîtrisée de nos jours, permettant d'analyser les spectres d'absorption d'espèces chimiques et de mesurer leurs concentrations

## 2. MONTAGE EXPERIMENTAL

Le schéma du montage expérimental est montré sur la Fig. 1. Deux lasers émettant autour de 1.5  $\mu\text{m}$  et cadencés à 100 MHz du fabricant Menlo System sont utilisés. Les impulsions des deux lasers sont mélangées par le biais d'un coupleur fibré 50/50 à maintien de polarisation. Elles sont ensuite envoyées vers l'espace à sonder, ici un trajet de 140 m dans l'atmosphère puis renvoyées par un miroir vers le télescope qui focalise ce signal sur une photodiode. Ce détecteur permet d'acquérir un signal interférométrique contenant de l'information sur l'espace sondé, ce signal est amplifié et numérisé via une carte d'acquisition.

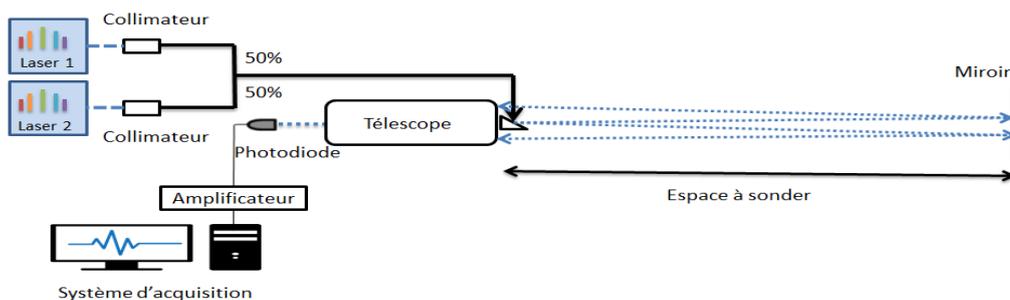


Fig. 1 : Schéma du montage LIDAR à deux peignes de fréquences.

### 3. RESULTATS

L'acquisition d'un interférogramme se fait en  $70\mu\text{s}$ . Sa Transformée de Fourier donne le spectre d'absorption des 280 m sondés. Le domaine spectral enregistré est égal à l'étendue des sources. Cinq cents interférogrammes sont utilisés pour obtenir un rapport signal sur bruit satisfaisant. La Fig. 2 montre le spectre d'absorption moyenné faisant apparaître des raies d'absorptions d' $\text{H}_2\text{O}$  et du  $\text{CO}_2$ . L'exploitation des raies permet de retrouver les concentrations de ces espèces sur la tranche d'atmosphère sondée. Les concentrations en  $\text{H}_2\text{O}$  et  $\text{CO}_2$  mesurées sur la Fig. 3 sont respectivement de  $5000 \pm 1000$  ppm et  $300 \pm 100$  ppm.

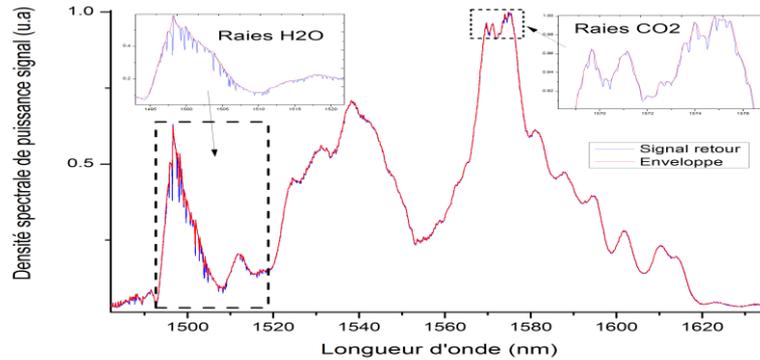


Fig. 2 : Spectre d'absorption intégré sur un trajet de 280 m. On distingue des raies d'absorptions de l' $\text{H}_2\text{O}$  autour de  $1.50 \mu\text{m}$  et d'autres du  $\text{CO}_2$  autour de  $1.57 \mu\text{m}$ . La résolution spectrale est de 6GHz.

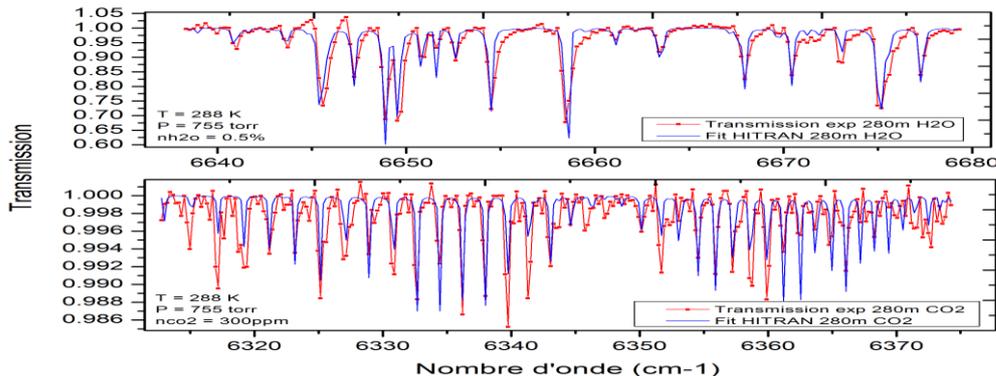


Fig. 3 : Transmissions expérimentales et théoriques ajustées. En haut les raies d'absorptions de l' $\text{H}_2\text{O}$  et en bas celles du  $\text{CO}_2$ .

### 4. CONCLUSION

Un montage de spectroscopie à deux peignes de fréquences permettant d'effectuer des mesures de concentrations de certaines espèces chimiques en espace libre a été réalisé. Nous présentons les premières mesures de concentrations en  $\text{CO}_2$  et  $\text{H}_2\text{O}$  de l'atmosphère sondée sur plus d'une centaine de mètres.

### REFERENCES

- [1] SCHILLER, S. Spectrometry with frequency combs. Optics letters, 2002, vol. 27, no 9, p. 766-768. P. Kaiser, E. A. J. Marcatili, and S. E. Miller, "A New Optical Fiber," Bell. Syst. Tech. J., vol. 52, pp. 265-269, 1973.
- [2] RIEKER, Gregory B., GIORGETTA, Fabrizio R., SWANN, William C., et al. Frequency-comb-based remote sensing of greenhouse gases over kilometer air paths. Optica, 2014, vol. 1, no 5, p. 290-298.

# METHODE LINÉAIRE DE RESTITUTION DE LA RÉPONSE SPATIALE DE PIXELS INFRAROUGES À PARTIR DE DONNÉES LACUNAIRES

Edouard Huard, Sophie Derelle, Julien Jaeck et Jérôme Primot<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ONERA, 8 Chemin de la Hunière, 91120 Palaiseau, France

edouard.huard@onera.fr

## RÉSUMÉ

L'évaluation de la fonction de transfert de modulation (FTM) du détecteur est un point délicat dans la prédiction de la qualité image des systèmes d'imagerie infrarouge. Dans cet exposé, nous présentons une méthode linéaire pour obtenir une FTM 2D continue à partir d'un ensemble discrets de fréquences spatiales. Ces dernières proviennent de la projection sur le détecteur d'une image périodique à haute résolution, produite par un réseau particulier : un réseau continuellement auto-imageant (CSIG : Continuously Self-Imaging Grating). Les fréquences spatiales discrètes sont ensuite traitées pour restituer la FTM 2D continue avec l'hypothèse que tous les pixels ont une réponse spatiale identique. D'un point de vue métrologique, la linéarité du traitement est un point clé pour estimer directement les barres d'erreur associées à la FTM. Le traitement ne nécessite pas d'a priori fort sur la forme de réponse du pixel et permet une restitution 2D d'une forme de pixel complexe.

**MOTS-CLEFS :** *Détection infrarouge ; réseau continuellement auto-imageant ; déconvolution ; Fonction de Transfert de Modulation*

## 1. INTRODUCTION ET PRINCIPE DE LA MESURE CSIG

La mesure de la FTM pixel, via les techniques de projection optiques actuelles (projection de bord de plage inclinée, spot scan), devient difficile lorsque la taille du pixel est réduite et se rapproche de plus en plus de la longueur d'onde, ce qui est notamment le cas de la technologie HgCdTe [1, 2] [Fig. 1].

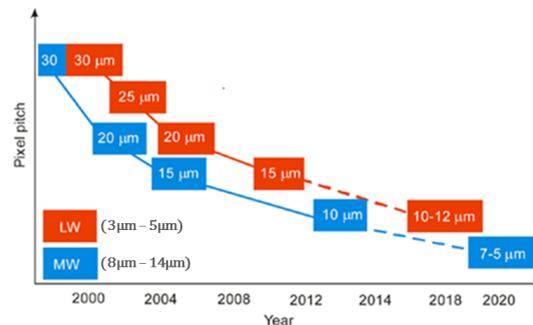


FIGURE 1 : Evolution de la taille des pixels pour la filière HgCdTe sur la période 2000 - 2020

Il est alors nécessaire d'adapter les moyens de caractérisations. A l'ONERA, a été développée une technique n'utilisant pas d'optique focalisante mais un réseau particulier, dit réseau continuellement auto-imageant (CSIG : Continuously Imaging Grating) [3, 4], dont le principe, qui utilise l'effet Talbot, est décrit en Fig. 2. Ce réseau diffracte des ordres situés à l'intersection d'un cercle et d'une grille périodique 2D. Ces ordres interfèrent ensuite pour donner une image invariante par propagation dont la transformée de Fourier est composée de fréquences spatiales discrètes. C'est sur ces fréquences discrètes, nommées "harmoniques" du CSIG et dont les amplitudes sont modélisables numériquement, qu'est alors mesurée la réponse en amplitude du détecteur. Afin de restituer la FTM continue reste alors une étape de déconvolution de ces amplitudes mesurées par les amplitudes issues du modèle.

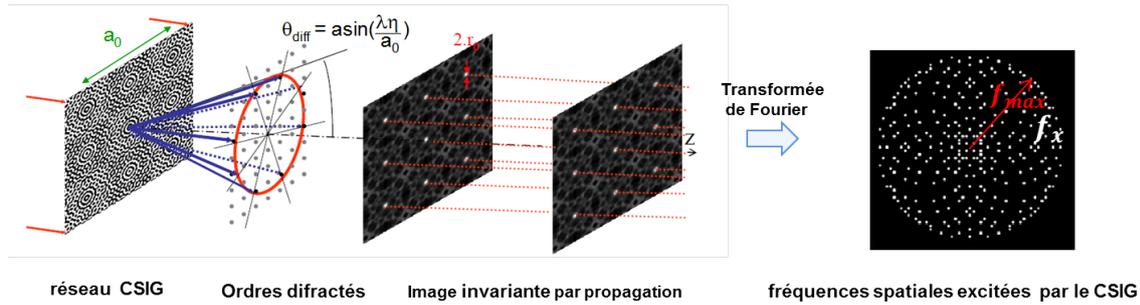


FIGURE 2 : Schéma de principe du fonctionnement d'un CSIG

## 2. METHODE DE DÉCONVOLUTION ET RÉSULTATS

La méthode de déconvolution a été appliquée à un détecteur InGaAs au pas pixel de 25  $\mu\text{m}$ . Cette mesure constitue un premier travail préliminaire pour valider la méthode. La déconvolution utilise un filtre regressif qui vient interpoler les harmoniques du CSIG mesurées et modèles, permettant un calcul direct de la FTM 2D continue dans l'espace de Fourier, puis du profil pixel 2D continu par transformée de Fourier inverse. La linéarité de l'opération permet un calcul de propagation d'erreurs aboutissant aux barres d'erreurs de la Fig. 3(a). Le profil complexe du pixel InGaAs, en forme de trèfle [Fig. 3(b)] et dont les détails sont de l'ordre de quelques longueurs d'ondes, a pu être restitué sans a priori autre que son extension spatiale ne dépassant pas les huit pixels voisins. La méthode ayant ainsi été validée, nous prévoyons de l'appliquer à des détecteurs HgCdTe au pas de 15  $\mu\text{m}$  et 10  $\mu\text{m}$ .

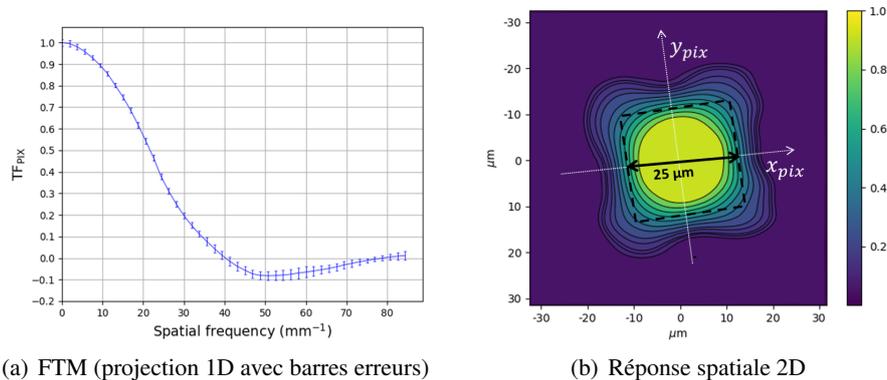


FIGURE 3 : FTM et réponse spatiale d'un pixel InGaAs au pas de 25  $\mu\text{m}$

Les auteurs remercient le LabEx FOCUS (Focal plane array for Universe Sensing) pour son soutien.

## RÉFÉRENCES

- [1] J. M. Armstrong, M. R. Skokan, M. A. Kinch, and J. D. Luttmer, "HDVIP five-micron pitch HgCdTe focal plane arrays," Proc. SPIE **9070**, 907033 (2014).
- [2] J. Robinson, M. Kinch, M. Marquis, D. Littlejohn, and K. Jeppson, "Case for small pixels : system perspective and FPA challenge," Proc. SPIE. **9100** (2014).
- [3] E. di Mambro, N. Guérineau, and J. Primot, "Modulation transfer function measurement of an infrared focal plane array using a Continuously Self-Imaging Grating," J. Opt. Soc. Am. **11**(24), 3310–3319(2003).
- [4] F. de la Barrière, G. Druart, N. Guérineau, S. Rommeluère, L. Mugnier, O. Gravand, N. Baier, N. Lhermet, G. Destefanis, and S. Derelle, "Modulation Transfer Function Measurement of Infrared Focal-Plane Arrays with Small Fill Factors," J. Electron. Mater. **41**(10), 2730–2737 (2012).

# OPTICS AT THE SERVICE OF GEOSCIENCE: HIGH-PRECISION FIBER INTERFEROMETER DEVELOPMENT FOR APPLICATIONS IN GEOPHYSICS AND IN INDUSTRY

H. C. Seat<sup>1</sup>, M. Cattoen<sup>1</sup>, O. Bernal<sup>1</sup>, F. Lizion<sup>1</sup>, G. Ravet<sup>1</sup>, L. Michaut<sup>1</sup>, J. Chéry<sup>2</sup>, F. Boudin<sup>3</sup>, P. Bernard<sup>4</sup>, C. Brunet<sup>4</sup>, P. Chawah<sup>5</sup>, G. Plantier<sup>6</sup>, A. Sourice<sup>6</sup>, S. Gaffet<sup>7</sup>, D. Boyer<sup>7</sup>, A. Cavillou<sup>7</sup>

<sup>1</sup>LAAS-CNRS, Univ de Toulouse, CNRS, INP, Toulouse, France

<sup>2</sup>Géosciences Montpellier, CNRS-Univ de Montpellier, Montpellier, France

<sup>3</sup>Laboratoire de Géologie, ENS Paris, France

<sup>4</sup>IPG, Paris, France

<sup>5</sup>Aquitaine Electronique, Pau, France

<sup>6</sup>ESEO, Angers, France

<sup>7</sup>LSBB, Rustrel, France

[seat@enseiht.fr](mailto:seat@enseiht.fr)

## RÉSUMÉ

We report the development of fiber interferometric sensors based on the Fabry-Perot device to interrogate three geophysics instruments for geophysics research and in industry. This research is motivated by the increasing need to monitor seismic risks and to evaluate active zones for better risk management.

**MOTS-CLEFS :** *EFFPI, geophysics, tiltmeter, inclinometer*

## 1. INTRODUCTION

Naturally-occurring phenomena (earthquakes, volcanic eruptions) and artificial surface loading (underground mining and storage facilities, subterranean exploration-exploitation of natural resources) can induce large strain states in the earth's surface [1,2]. These often generate vibrations that can be remotely detected away from their epicenters with highly sensitive instruments [3]. The destructive power of such risks is evidenced by the catastrophic consequences during recent events in Italy (Aug 2016, M6.2), Nepal (April 2015, M7.8), Japan (March 2011, M9.0) and, earlier, off the coast of Sumatra (Indonesia, December 2004, M9.1-M9.3). Since complete prediction of earthquakes is currently impossible [4], the precious time (minutes or even seconds) gained by anticipating these events for the evacuation of dense, and often remote, population centers can be crucial to saving lives in the context of risk prevention or management.

Space-based GPS and InSARs (interferometric synthetic aperture radars) are widely used for their large geographical coverage but they do not have sufficient spatial and temporal resolutions for detecting such weak vibrations [5]. More localized instruments (hydrostatic inclinometers, borehole tiltmeters and seismometers) can also be used complementarily but have to be deployed in certain quantities to provide good coverage [6,7]. Optical techniques, such as fiber interferometers, are particularly suitable for geophysics instrumentation because of their numerous advantages which are unmatched by traditional instruments: the optical glass fiber is dielectric and, hence, immune to electromagnetic interferences, lightning strikes and explosion risks, has flexible deployment geometry, low attenuation, very wide bandwidth, and multiplexing capability. Besides extreme sensitivity and precision, fiber interferometric sensors also offer the possibility of multi-probes grouped into networks for multi-point sensing over a large geographical zone.

## 2. RESULTS

We have developed a highly-versatile extrinsic fiber Fabry-Perot interferometer (EFFPI) for detecting dynamic and quasi-static displacements over a relatively large dynamic range (~2 nm to

several millimeters) with a frequency dynamic of  $\sim 500000$  at a precision better than 2 nm [8]. The temperature sensitivity of  $\sim 35\text{--}40$  nm/ $^{\circ}\text{C}$  in equivalent displacement, offers long-term measurement capability. The EFFPI has been integrated to a differential hydrostatic long baseline inclinometer (FO-HLS), a 3-axis borehole tiltmeter (FO-BT) and a large bandwidth seismometer (FO-SISMO). Preliminary results obtained from these EFFPI-interrogated instruments, which have been deployed to an underground test facility in the south of France since March 2012, demonstrate performances equivalent to or even surpassing those of reference instruments employed for comparison. In particular, the triaxial FO-BT has been designed with the capability to simultaneously detect ground movements together with their general orientation, as illustrated in Fig. 1 subsequent to a remote earthquake event in Argentina.

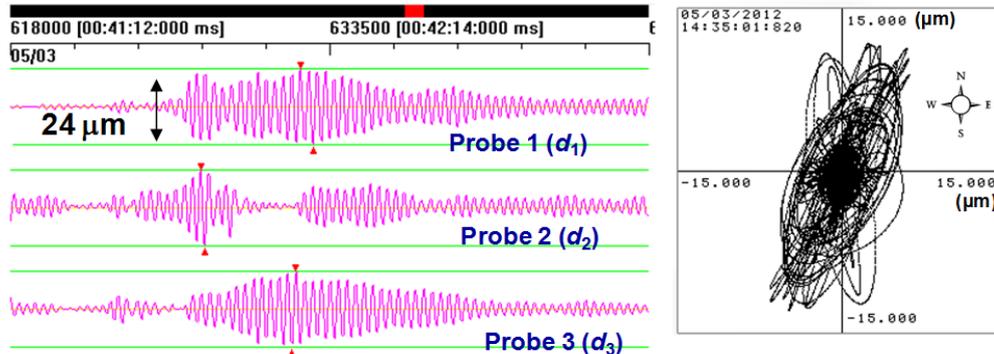


Fig. 1. Response of triaxial FO-BT to M6.1 Argentina earthquake in March 2012. Left: displacement amplitudes ( $d_1$ ,  $d_2$  and  $d_3$ ) measured by triaxial EFFPI probes; Right: general geographical orientation of quake along South-West direction detected by FO-BT from test facility in the South of France.

## CONCLUSION

A fiber interrogated differential hydrostatic long baseline inclinometer, 3-axis borehole tiltmeter and single-axis seismometer, respectively, meeting the necessary specifications have been developed for applications in geophysics.

## RÉFÉRENCES

- [1] R. Paolucci, C. Smerzini, "Earthquake induced ground strains from dense seismic networks," *Earthquake Spectra*, vol. 23, no. 2, pp. 453-470, 2008.
- [2] S. J. Bourne, S. J. Oates, J. van Elk, D. Doornhof, "A seismological model for earthquakes induced by fluid extraction from a subsurface reservoir," *J. Geophys. Res.: Solid Earth*, vol. 119, no. 12, pp. 8991-9015, 2014.
- [3] A. A. Tronin, "Remote sensing and earthquakes: A review," *Phys. Chem. Earth*, vol. 31, pp. 138-142, 2006.
- [4] J. G. Robert, D. D. Jackson, Y. Y. Kagan and F. Mulargia, "Earth-quakes cannot be predicted," *Science*, vol. 275, pp. 1616-1617, 1997.
- [5] M. Wei, D. Sandwell, B. Smith-Konter, "Optimal combination of InSAR and GPS for measuring interseismic crustal deformation", *Adv. Space Res.*, vol. 46, pp. 236-249, 2010.
- [6] D. C. Agnew, "Strainmeters and tiltmeters," *Rev. Geophys.*, vol. 24, no. 3, pp. 579- 624, 1986.
- [7] F. Boudin et al., "Analysis and modelling of tsunami-induced tilt for the 2007,  $M = 7.6$ , Tocopilla and the 2010,  $M = 8.8$  Maule earthquakes, Chile, from long- base tiltmeter and broadband seismometer records," *Geophys. J. Int.*, vol. 194, no. 1, pp. 269-288, 2013.
- [8] H. C. Seat, P. Chawah, M. Cattoen, A. Sourice, G. Plantier, F. Boudin, J. Chéry, C. Brunet, P. Bernard & M. Suleiman, "Dual-modulation fiber Fabry-Perot interferometer with double reflection for slowly-varying displacements," *Opt. Lett.*, vol. 37, no. 14, p. 2886-2888, 2012.

# RECONSTRUCTION D'IMAGES HYPERSPECTRALES À FAIBLE COÛT POUR UN IMAGEUR PILOTABLE À DOUBLE DISPERSION

Ibrahim ARDI<sup>1,2</sup>, Tony Rouvier<sup>1</sup>, Hervé Carfantan<sup>1</sup>, Simon Lacroix<sup>2</sup>, Julien Roul<sup>2</sup>, Antoine Monmayrant<sup>2</sup>

<sup>1</sup> IRAP – Université de Toulouse, CNRS, CNES, Toulouse, France

<sup>2</sup> LAAS-CNRS – Université de Toulouse, CNRS, Toulouse, France

Ibrahim.Ardi@irap.omp.eu ; Tony.Rouvier@irap.omp.eu ; Herve.Carfantan@irap.omp.eu ;  
Simon.Lacroix@laas.fr ; Julien.Roul@laas.fr ; Antoine.Monmayrant@laas.fr.

## RÉSUMÉ

Nous nous intéressons à la reconstruction d'images hyperspectrales à partir d'un faible nombre d'acquisitions par un nouveau dispositif pilotable. Nous proposons des méthodes de reconstruction à faible coût de calcul, via une régularisation quadratique, tout en préservant les contours de l'image grâce à des segmentations de l'image panchromatique.

**MOTS-CLEFS :** *Imagerie hyperspectrale, co-conception, problèmes inverses*

## 1. INTRODUCTION

Les procédés technologiques classiques d'imagerie hyperspectrale (HS) procèdent par balayage spatial ou spectral systématique et sont par conséquent restreints à l'acquisition de scènes statiques. Pour remédier à ce problème, de nombreux dispositifs dits « instantanés » (*snapshot*) ont été proposés [1]. Certains nécessitent des systèmes optiques complexes ou exploitent des algorithmes de reconstruction utilisant un mélange spatio-spectral du cube obtenu grâce à un système optique figé défini à la conception. Cependant, l'acquisition par une matrice bidimensionnelle de la structure tridimensionnelle du cube induit généralement une perte d'information spatiale et/ou spectrale. Les algorithmes de reconstruction [2, 3] nécessitent alors d'exploiter des hypothèses a priori sur la scène, et sont coûteux en ressources de calcul.

Dans cette présentation nous nous intéressons à la reconstruction d'images hyperspectrales à partir d'un dispositif pilotable proposé récemment [4]. L'objectif à long terme de nos travaux est de rendre ce dispositif adaptatif, c'est-à-dire d'adapter la configuration du dispositif en temps-réel pour une meilleure analyse de la scène observée. Cela nécessite de disposer de méthodes de reconstruction à faible coût calculatoire. Nous présentons ici les caractéristiques principales de ce dispositif et leur exploitation par de telles méthodes de reconstruction du cube HS à partir d'un faible nombre d'acquisitions. Nous nous focalisons sur la reconstruction à l'aide de méthodes de type pénalisation quadratique, permettant une résolution directe à faible coût, grâce aux caractéristiques instrumentales, tout en préservant les contours spatiaux de l'image.

## 2. DISPOSITIF D'ACQUISITION

Le dispositif décrit dans [4] et schématisé Fig. 1, est similaire à celui proposé dans [2] avec pour différence fondamentale que le masque codé de [2], figé à la conception, est remplacé par une matrice de micro-miroirs pilotable (*Digital Micromirror Device* – DMD). Il est composé de deux lignes  $4f$  (assemblage de deux lentilles et d'un réseau de diffraction) symétriques et séparées par le DMD placé dans le plan de symétrie. Chacun des micro-miroirs du DMD peut être configuré en position de transmission ou de réjection du signal lumineux, effectuant ainsi un filtrage spatial du signal. La première ligne  $4f$  réalise sur le DMD une image diffractée de l'objet observé puis est filtrée spatialement par le DMD. La deuxième ligne  $4f$  introduit une diffraction opposée, assurant le dé-mélange des composantes spectrales et spatiales sur le détecteur, grâce à laquelle l'instrument s'affranchit du phénomène de décalage dépendant de la longueur d'onde. Ainsi, l'instrument acquiert sur le détecteur, pour une configuration donnée du DMD, une image de même dimension spatiale que le cube HS de la scène observée, correspondant à une intégration

spectrale filtrée, suivant la configuration du DMD, de ce cube. Ses principales caractéristiques sont donc : *i)* l'aspect pilotable de la configuration du DMD ; *ii)* l'indépendance de l'acquisition entre chacune des lignes du cube HS ; *iii)* la propriété de co-localisation, à savoir que l'acquisition sur un pixel du détecteur dépend uniquement des composantes spectrales du pixel correspondant du cube HS (projection filtrée). Notons que grâce à la première propriété, le détecteur acquiert l'image panchromatique de la scène dans le cas où tous les miroirs du DMD sont en transmission.

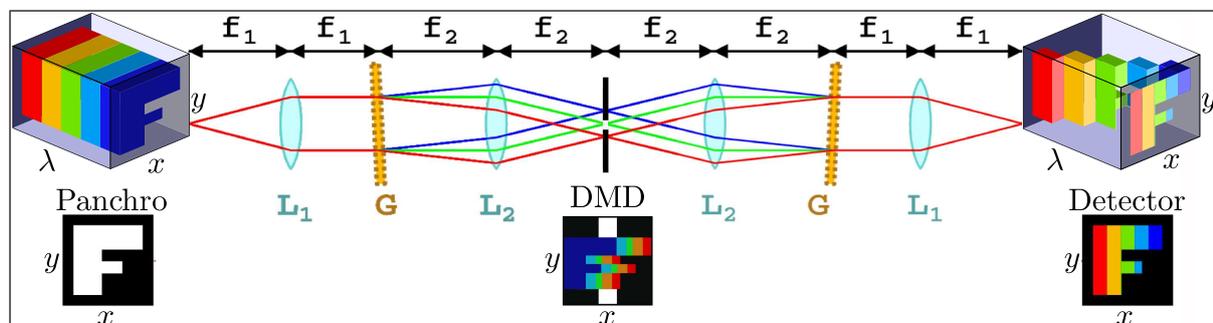


FIGURE 1 : Illustration du principe de fonctionnement du dispositif pour l'ouverture d'une fente sur le DMD.

### 3. RECONSTRUCTIONS À FAIBLE COÛT

Nous souhaitons analyser le contenu hyperspectral de la scène observée tout en évitant d'effectuer un balayage systématique du cube HS. Il faut donc trouver un compromis entre durée/nombre d'acquisition et temps de calcul de reconstruction. Contrairement aux approches proposées dans [2, 3], effectuant une reconstruction du cube à partir d'une unique acquisition, qui nécessitent un coût de calcul très élevé, nous proposons des algorithmes de reconstruction du cube à partir d'un faible nombre d'acquisitions (inférieur au nombre de bandes spectrales du cube) pour des configurations différentes du DMD, à faible coût de calcul. Notons que les propriétés du dispositif permettent d'établir une relation simple entre l'objet observé  $\mathbf{o}$  et les données acquises  $\mathbf{d}$ , sous la forme matricielle  $\mathbf{d} = \mathbf{H}\mathbf{o}$  avec une matrice  $\mathbf{H}$  extrêmement creuse, permettant d'envisager des reconstructions à faible coût par des méthodes algébriques.

La reconstruction de l'objet  $\mathbf{o}$  à partir des données  $\mathbf{d}$  nécessite une régularisation du fait de la sous-détermination du problème. Nous proposons d'exploiter une régularisation quadratique de type Tikhonov sur les gradients spectraux et/ou spatiaux du cube HS. Bien que nécessitant un coût de calcul limité, une telle régularisation est généralement évitée du fait de la perte de résolution qu'elle provoque. Nous proposons dans notre cas d'exploiter l'image panchromatique, aisément acquise par le dispositif, afin de détecter les discontinuités spatiales dans l'image et de les exploiter lors de la reconstruction par régularisation quadratique, permettant ainsi de préserver les contours spatiaux du cube HS. Nous présenterons lors de la conférence les résultats obtenus par deux approches : 1) Une approche de type contours, pour laquelle la régularisation quadratique n'est pas appliquée sur les contours détectés dans l'image panchromatique ; 2) Une approche de type région, pour laquelle la reconstruction est effectuée indépendamment sur les régions homogènes détectées dans l'image panchromatique.

### RÉFÉRENCES

- [1] N. Hagen and M. W. Kudenov, "Review of snapshot spectral imaging technologies," *Optical Engineering*, vol. 52, no. 9, Sept. 2013.
- [2] M. E. Gehm, R. John, D. J. Brady, R. M. Willett, and T. J. Schulz, "Single-shot compressive spectral imaging with a dual-disperser architecture," *Optic Express*, vol. 15, no. 21, Oct. 2007.
- [3] A. Wagadarikar, R. John, R. Willett, and D. Brady, "Single disperser design for coded aperture snapshot spectral imaging," *Applied Optics*, vol. 47, no. 10, Apr. 2008.
- [4] S. McGregor, S. Lacroix, and A. Monmayrant, "Adaptive hyperspectral imager : design, modeling, and control," *J. of Optics*, vol. 17, no. 8, Aug. 2015.

# VIBROMETRIE HOLOGRAPHIQUE CHAMP LARGE A 100KHZ

**Pascal Picart<sup>1,4</sup>, Laure Lagny<sup>1</sup>, J. Poittevin<sup>1</sup>, C. Faure<sup>1</sup>, Julien Le Meur<sup>3</sup>, Kevin Heggarty<sup>3</sup>, François Gautier<sup>1</sup>, Charles Pezerat<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> *Le Mans Université, LAUM, CNRS UMR 6613, Avenue Olivier Messiaen, 72085 LE MANS Cedex 9, France*

<sup>2</sup> *Telecom Bretagne, Département d'Optique, IMT-Atlantique, Technopole Brest-Iroise, CS 83818, 29285 BREST, France*

<sup>3</sup> *École Nationale Supérieure d'Ingénieurs du Mans, rue Aristote, 72085 LE MANS Cedex 9, France*

[pascal.picart@univ-lemans.fr](mailto:pascal.picart@univ-lemans.fr)

## RÉSUMÉ

Cet article présente une méthode de vibrométrie holographique numérique, avec configuration en ligne, pour la mesure de vibrations plein champ à une fréquence d'images très élevée. Les résultats expérimentaux démontrent la pertinence de l'approche proposée en fournissant une mesure de vibrations sur un diamètre de plus de 20cm à une fréquence d'acquisition de 100 kHz.

**MOTS-CLEFS :** *holographie numérique, imagerie large champ, vibrations, problème inverse*

## 1. INTRODUCTION

Dans le contexte de la réduction de masse des structures, évaluer les propriétés vibratoires des structures légères afin de développer des structures non résonantes sans ajouter de masse est un défi. En règle générale, dans le domaine des vibrations structurelles, les sources de vibrations opérationnelles sont de nature complexe et souvent difficiles d'accès. Leur caractérisation est donc un problème majeur. L'holographie numérique est une méthode très efficace pour la mesure des champs de déformation de la surface de l'objet et pour la mesure des profils de surface [1]. C'est une technologie clé pour étudier les vibrations des structures à leur échelle de temps en fournissant une grande collection de points de données à la surface de l'échantillon étudié. Avec les enregistrements holographiques numériques à très grande vitesse (~100 kHz), il devient possible de visualiser les ondes transitoires générées par les chocs dont la bande passante est de l'ordre de 30 kHz. Dans cet article, nous discutons d'un système holographique comprenant un interféromètre holographique compact avec la configuration de Fresnel équipé d'un zoom négatif pour les grandes surfaces et un élément optique diffractif (DOE) pour améliorer l'efficacité photométrique. Nous démontrons la possibilité de mesurer la vibration d'une plaque à une fréquence d'acquisition de 100 kHz en fournissant des données quantitatives sur un point de 21 cm de diamètre à la surface de l'objet. C'est la meilleure performance jamais atteinte pour un tel diamètre et une telle fréquence d'acquisition, à notre connaissance.

## 2. METHODE ET RESULTATS EXPERIMENTAUX

Le montage expérimental est décrit sur la figure 1(a). Un DOE (Diffractive Optical Element) dédié est utilisé pour élargir le faisceau d'objet afin d'éclairer la surface de l'objet (Fig. 1(b)). Un zoom négatif est inséré dans le chemin de l'objet, devant le cube, entre l'objet et le capteur et permet d'optimiser la condition d'enregistrement dans la configuration en ligne. Le capteur est une caméra à haute vitesse de Photron, avec un pas de pixel de  $px = 18.5\mu m$  et une résolution spatiale maximale  $M \times N = 1024 \times 1024$  pixels. En augmentant la fréquence d'images, la résolution spatiale est

dégradée, c'est-à-dire  $768 \times 328$  à 50kHz et  $384 \times 264$  à 100kHz. Le temps d'exposition peut être réglé de 380ns à quelques ms.

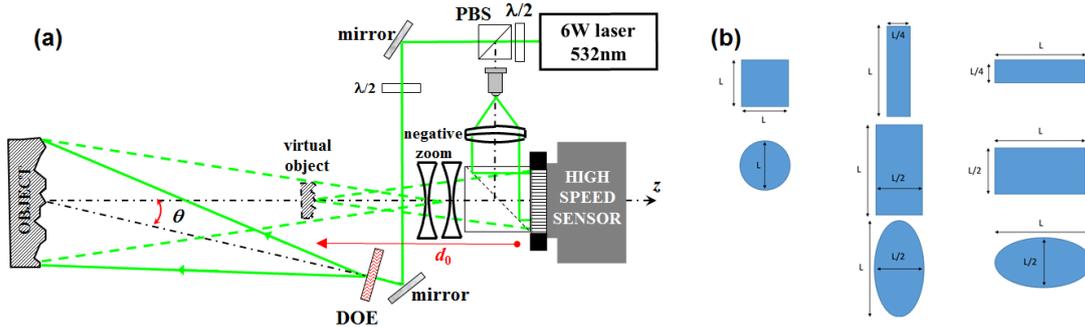


Fig. 1 : (a) Dispositif expérimental, PBS: séparateur polarisant, DOE: élément optique diffractif, (b) 8 spots d'illumination produits par le DOE

L'objet sous intérêt est une plaque carrée en aluminium de  $30\text{cm} \times 30\text{cm} \times 0.2\text{cm}$ . La zone d'éclairage est réglée sur la forme circulaire et fournit une zone circulaire uniforme  $L = 20\text{cm}$  de diamètre. Les fréquences à 805Hz et 1825Hz ont été choisies. La figure 2 montre les résultats pour la fréquence 805Hz. La figure 2 (a) montre l'image d'amplitude reconstruite, la figure 2 (b) montre la carte de phase brute entre deux instants consécutifs. Le cercle en pointillé rouge indique la zone circulaire éclairée par le laser. Puisque le niveau de bruit est élevé, la carte de phase a été filtrée avec la transformée de Fourier fenêtrée 2D qui produit un filtrage exceptionnel [2]. La figure 2 (c) et la figure 2 (d) montrent respectivement la carte de phase filtrée et non enveloppée en utilisant l'algorithme CPULSI [3]. La Fig. 3 montre amplitude et phase calculées pour les deux fréquences.

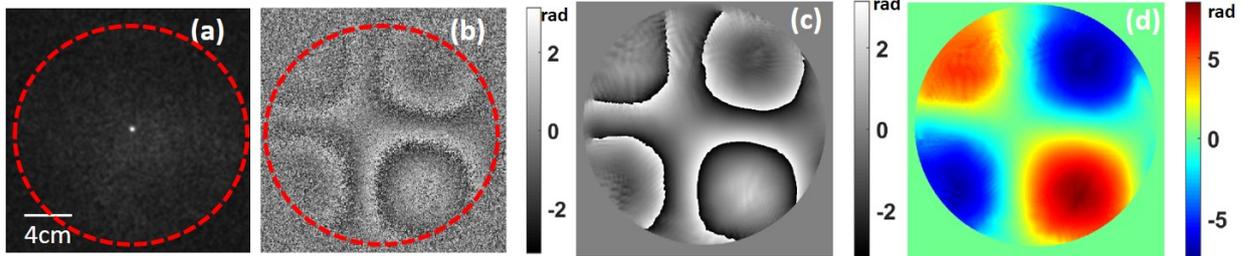


Fig. 2 : (a) amplitude reconstruite à 805 Hz, (b) carte de phase brute entre deux instants consécutifs, (c) carte de phase filtrée, (d) carte de phase déroulée.

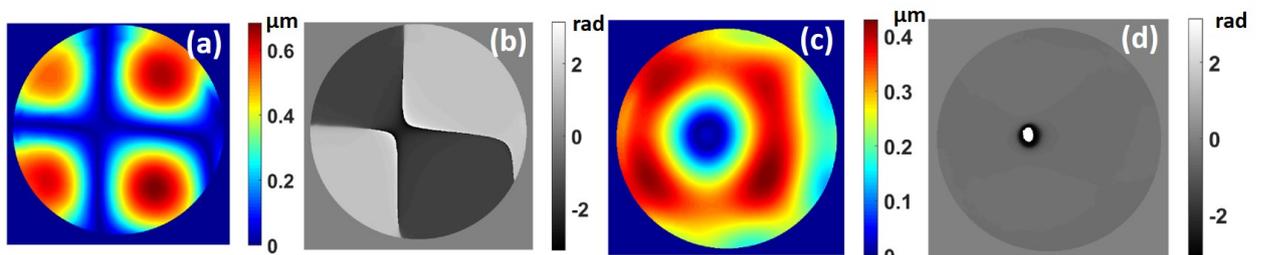


Fig. 3 : (a) amplitude de la vibration à 805Hz, (b) phase de la vibration à 805Hz, (c) amplitude de la vibration à 1825Hz, (d) phase de la vibration à 1825Hz

### RÉFÉRENCES

- [1] P. Picart, New techniques in digital holography (ISTE-Wiley, London, 2015).
- [2] S. Montesor, P. Picart, "Quantitative appraisal for noise reduction in digital holographic phase imaging," Optics Express 24, 14322-14343 (2016).
- [3] H. Xia, S. Montesor, R. Guo, J. Li, F. Yan, H. Cheng, and P. Picart, "Phase calibration unwrapping algorithm for phase data corrupted by strong decorrelation speckle noise," Optics Express 24, 28713-28730 (2016).