

# Interférométrie de speckle en infrarouge thermique

Jean-François Vandenrijt, Marc Georges

Centre Spatial de Liège - Université de Liège, Liege Science Park, B-4031 Angleur, Belgique  
tél : +32-(0)4-367666, courriel : mgeorges@ulg.ac.be

## RÉSUMÉ

L'utilisation de l'interférométrie de speckle (ESPI) sur des objets opaques diffusants à une longueur d'onde de 10  $\mu\text{m}$  en utilisant une caméra thermographique commerciale est présentée pour la première fois à notre connaissance. L'idée d'utiliser une longueur d'onde plus grande que les longueurs d'onde visibles habituelles est de rendre les mesures de déplacements par des techniques holographiques moins sensibles aux perturbations extérieures. Dans cet article, nous discutons certains aspects particuliers dus à l'accroissement de la longueur d'onde dans le domaine thermique de 10  $\mu\text{m}$ . Nous montrons ensuite les résultats de mesures de rotations dans le plan d'une plaque métallique. Nous avons utilisé la technique du décalage de phase pour obtenir des mesures quantitatives qui sont corrélées par des mesures menées en parallèle avec un théodolite.

**Mots clés:** ESPI, interférométrie, infrarouge

## 1. INTRODUCTION

Pour des applications industrielles, les techniques de métrologie holographique, que sont l'interférométrie holographique et l'ESPI (Electronic Speckle Pattern Interferometry) [1] en lumière visible sont souvent trop sensibles aux perturbations extérieures et requièrent une stabilité trop importante, limitant leur utilisation. Une idée simple pour contourner ce problème est d'augmenter la longueur d'onde du laser. Nous nous sommes ainsi intéressés à l'application de ces méthodes à la longueur d'onde de 10  $\mu\text{m}$  qui correspond au laser CO<sub>2</sub>, très répandu, d'autant que les senseurs dans ce domaine spectral sont arrivés à maturité avec des prix abordables. Cependant, le point le plus important pour réaliser l'holographie est l'utilisation du milieu d'enregistrement adéquat.

L'holographie infrarouge à 10  $\mu\text{m}$  n'est pas un sujet nouveau. Dans les années '70, plusieurs groupes de chercheurs se sont penchés sur différents matériaux d'enregistrement holographique pour ces longueurs d'onde. Les premiers résultats dans ce domaine ont été obtenus par Simpson et Deeds, qui ont utilisé des cristaux liquides pour réaliser des enregistrements à 10,6  $\mu\text{m}$  qui étaient ensuite relus avec un laser HeNe [2]. Les travaux qui ont suivi ont également utilisé des longueurs d'onde d'enregistrement et de lecture différentes au moyen d'autres supports comme la cire et les films de gélatine [3] ou les matériaux thermochromiques [4]. Durant cette période, un grand nombre de matériaux furent étudiés par un groupe de chercheurs canadiens : les films d'acrylique [5], la cire [6,7] et les plaques de verre avec un film d'huile [8]. Les recherches furent ensuite stoppées mais ont repris plus tard avec la découverte de nouveaux matériaux comme des photoresists [9], le tétrafluoréthylène [10] et les films en acide polyacrylique [11]. Plus récemment, Calixto a montré la possibilité d'utiliser des matériaux organiques pour l'enregistrement d'images ou de réseaux à 10,6  $\mu\text{m}$  [12].

Tous ces matériaux sont capables d'enregistrer des franges d'interférence (provenant de la superposition de faisceaux objet et référence) sous forme de variations d'épaisseurs, produisant des hologrammes de phase qui peuvent être lus *in situ*. Bien qu'ils présentent de bonnes performances en termes d'efficacité de diffraction, leur résolution spatiale reste fortement limitée, avec une forte chute d'efficacité pour des écartements de lignes supérieurs à 10 lignes/mm. De plus, la lecture s'effectue toujours dans les longueurs d'onde visibles, ce qui rend leur utilisation complexe pour des applications en temps réel. Pour les techniques holographiques en double exposition, la lecture en visible est par contre envisageable, cependant, son champ d'applications s'avère plus restreint.

Quelques uns de ces articles discutent des applications possibles en interférométrie holographique en s'intéressant principalement aux objets transparents. Mais il s'agit d'un champ d'applications limité. De plus, les interférogrammes produits sont de piètre qualité [8, 11].

Après avoir passé en revue ces travaux passés, nous en avons conclu qu'aucun matériau photosensible en infrarouge n'a le potentiel suffisant pour des applications d'interférométrie holographique à 10  $\mu\text{m}$ . Nous avons dès lors décidé d'étudier les techniques d'enregistrement électronique des hologrammes, telles l'ESPI et l'interférométrie holographique digitale, cette dernière étant la plus récente.

La toute première démonstration de l'utilisation de l'holographie digitale à 10  $\mu\text{m}$  a été réalisée par Allaria *et al.* [13] qui montrent la reconstruction digitale par la méthode de Fresnel de l'hologramme d'un masque troué de 700  $\mu\text{m}$  placé dans un montage interférométrique de type Mach-Zehnder. Cependant, il ne s'agit que de reconstruction holographique d'une image et non pas de son application en interférométrie holographique.

Dans cet article, nous étudierons les techniques d'interférométrie holographique que sont l'ESPI et l'holographie digitale à 10  $\mu\text{m}$ , ce qui, à notre connaissance, n'a jamais été réalisé précédemment.

## 2. PARTICULARITÉS DE L'INTERFÉROMÉTRIE HOLOGRAPHIQUE D'OBJETS DIFFUSANT À 10 MICRONS

### 2.1 Relation entre longueur d'onde et rugosité de surface

Une des premières questions qui est survenue au début cette étude est la relation entre la longueur d'onde de la lumière et la rugosité de surface des objets observés. En effet, nous voulons observer les mêmes objets à 10  $\mu\text{m}$  que ceux que nous étudions actuellement en visible. Ainsi, si la rugosité des objets ne variera pas, la longueur d'onde utilisée sera quant à elle 20 fois plus grande.

Les simulations réalisées par Yamaguchi [14] montrent qu'une réflexion spéculaire est observée dès que la rugosité de surface pic-à-vallée est plus grande que la longueur d'onde. Quand la longueur d'onde est proche ou plus faible que la rugosité de surface, les fluctuations d'intensités deviennent complètement aléatoires et le pic de réflexion spéculaire ne peut plus être distingué du speckle. À l'inverse, plus la longueur d'onde augmente, plus le pic spéculaire augmente en intensité. Néanmoins, le speckle reste toujours observable quand la rugosité devient supérieure à la longueur d'onde mais son intensité est très fortement diminuée.

Les résultats des simulations de Yamaguchi sont bien corrélés par les observations expérimentales. Nous pouvons apercevoir ce comportement dans la Figure 1, où nous avons mesuré l'intensité moyenne de la lumière réfléchi par des plaques d'aluminium de différentes rugosités de surface, avec un laser DPSS à 532 nm, en fonction de l'angle de réflexion mesuré par rapport au pic spéculaire. La réflexion sur une plaque de 6,1 nm de rugosité est pratiquement totalement spéculaire. Au fur et à mesure que la rugosité augmente, l'intensité réfléchi tend à devenir de plus en plus uniforme. Le TIS (*Total Integrated Scatter*) représente la puissance lumineuse diffusée, normalisée par la puissance du faisceau réfléchi. Il peut être estimé pour des surfaces douces, propres et réfléchives par [15]:

$$TIS \approx \left( \frac{4\pi\sigma \cos\theta_i}{\lambda} \right)^2 \quad (1)$$

où  $\sigma$  est la rugosité RMS et  $\theta_i$  l'angle d'incidence du faisceau incident. Si la longueur d'onde est 20 fois plus grande, nous obtiendrons un TIS 400 fois plus petit. Ainsi, l'intensité du speckle devrait être de l'ordre de 400 fois plus faible si on utilise un laser CO<sub>2</sub> à 10  $\mu\text{m}$  par rapport au laser DPSS à 532 nm pour la même puissance de sortie du faisceau laser. En fait, ce problème de spécularité apparaît déjà en visible à une échelle inférieure, puisque nous devons parfois avoir recours à un dépôt de poudre blanche. Cette poudre est utilisée afin d'obtenir un profil de diffusion plus lambertien et donc au niveau du capteur un éclairage plus uniforme de l'objet observé.

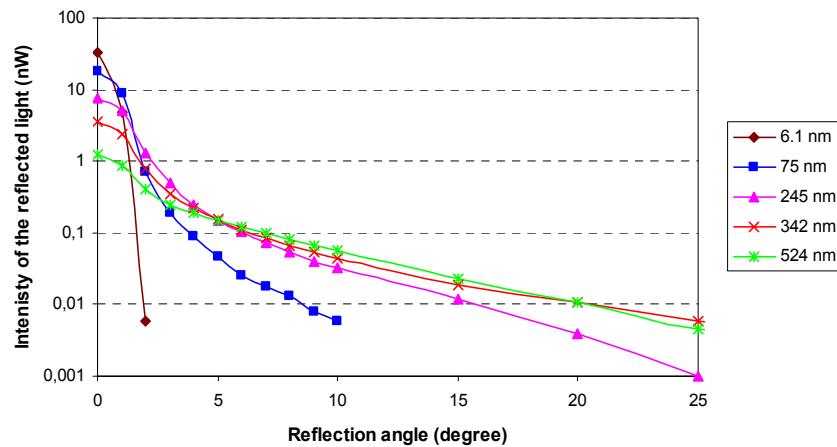


Figure 1. Distribution d'intensité moyenne en fonction de l'angle de réflexion par rapport au pic spéculaire, mesurées avec un laser DPSS à 532 nm, de plaques en aluminium de différentes rugosité RMS de surface, variant de 6,1 nm à 524 nm.

Afin d'étudier ce phénomène en infrarouge, nous avons utilisé un montage simple composé d'un laser CO2 de marque Synrad de 10 W de puissance maximale émettant à 10,6  $\mu\text{m}$ , dont la puissance de sortie peut-être modulée. A la sortie du laser, nous avons placé une lentille afin d'éclairer de façon étendue une plaque métallique observée par une caméra thermique commerciale (Figure 2).

La caméra utilisée est une ThermaCAM™ S45 de chez FLIR, pourvue d'une matrice de microbolomètres non-refroidis de 320×240 pixels. Sa résolution thermique maximum est de 0,08°C à 30°C dans le domaine spectral de 7,5 à 13  $\mu\text{m}$ . L'objectif a une focale de 35 mm et sa distance minimale de focalisation est de 30 cm.

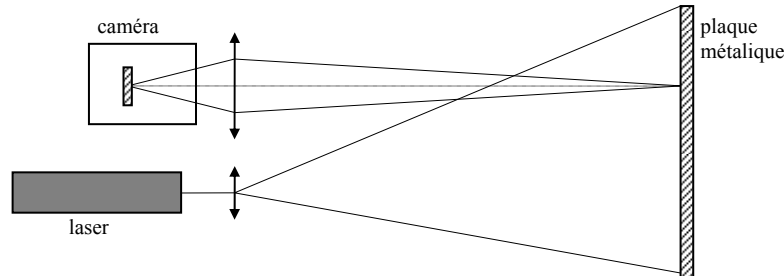


Figure 2. Montage expérimental utilisé pour étudier la diffusion en infrarouge de différents coatings sur une plaque métallique.

L'observation de la plaque d'aluminium telle quelle fut impossible. En effet, le pic de réflexion spéculaire saturait le senseur avec la plus faible intensité laser possible et nous voulions éviter d'endommager le détecteur de la caméra. Ainsi, afin d'améliorer les propriétés de diffusion de la plaque, l'utilisation de coatings fut nécessaire. Nous avons donc testé l'efficacité de différents coatings avec le montage montré à la Figure 2 et avons réalisé que celui qui présentait les meilleures caractéristiques de diffusion parmi ceux dont nous disposions était la poudre blanche déjà utilisée en visible. Le profil du speckle observé avec cette poudre blanche est visible à la Figure 3. Différents profils sont donnés en fonction du pourcentage de puissance du laser (dont le maximum vaut 10 W). Les valeurs mesurées sont exprimées "en OS (optical signal) value" (unités propres au constructeur) qui sont proportionnelles à l'éclairement reçu en chaque pixel. Pour l'expérience d'ESPI à 10  $\mu\text{m}$  dont nous parlerons au chapitre 3, nous avons conservé la poudre blanche utilisée dans cette expérience préliminaire. Néanmoins cette poudre présente une forte absorptivité à 10  $\mu\text{m}$  et un pic spéculaire d'intensité relativement élevé (Figure 3a), ce qui n'est pas totalement satisfaisant. Cependant, en dehors du pic, on observe un speckle utilisable en ESPI (figure 3b). Nous travaillerons donc dans cette zone.

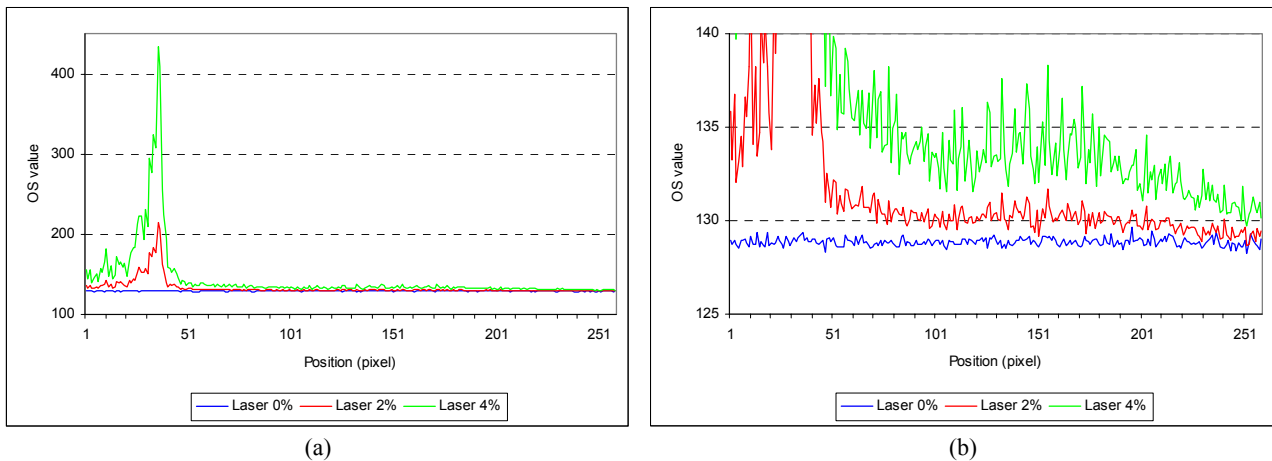


Figure 3. Distribution d'intensité de la lumière réfléchie sur une plaque d'aluminium, coatée avec de la poudre diffusante blanche, pour différentes intensités du laser infrarouge. Le laser à 0% correspond à une porte toujours fermée, ainsi sa valeur correspond aux seules radiations thermiques. Le graphique (b) est un zoom de la partie basse du graphique (a) afin de mieux faire apparaître les motifs de speckle.

## 2.2 Effets des radiations thermiques

À température ambiante, les objets émettent des radiations thermiques en infrarouge. La loi de Wien montre que le maximum de radiation atteint la longueur d'onde de 10  $\mu\text{m}$  quand la température d'un corps atteint  $\sim 290 \text{ K}$  :

$$T \lambda_{\text{max}} = 2.898 \times 10^6 \text{ nm.K} \quad (2)$$

où  $T$  est la température du corps noir et  $\lambda_{\max}$  la longueur d'onde du maximum de radiation. Vu que nous travaillons à température ambiante avec des lasers ayant la même longueur d'onde, ces radiations thermiques seront donc présentes en permanence dans nos applications.

Pour simuler l'effet d'un tel offset thermique dans nos interférogrammes, nous avons reproduit une expérience similaire et classique d'ESPI en visible (532 nm). Nous ajoutons volontairement un bruit continu et non cohérent grâce à un spot halogène et nous estimons qualitativement l'effet de ce dernier sur les interférogrammes. Les figures 4(a) et (b) montrent respectivement des mesures ESPI sans et avec bruit incohérent. Pour l'image de droite, le bruit est environ 4 fois plus important que l'éclairage produit par le laser. On voit que la qualité des interférogrammes n'est pas altérée dans notre cas, pourvu que le niveau de digitalisation soit suffisant et que ce le signal total (incluant le bruit) reste dans la dynamique de détection.

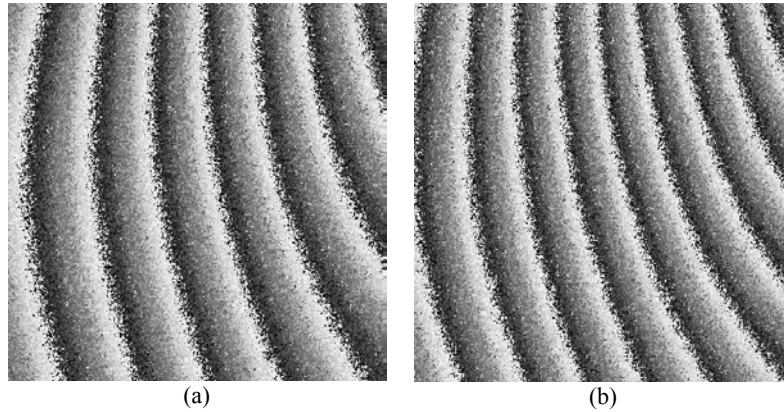


Figure 4. Mesures ESPI par décalage de phase à 532 nm correspondant quasiment au même déplacement d'une plaque d'aluminium, (a) sans et (b) avec un éclairage parasite d'un spot halogène. L'image (b) a été réalisée avec un éclairage parasite moyen correspondant à 200% de l'éclairage produit par le faisceau laser objet.

### 3. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL POUR L'ESPI IN-PLANE ET RÉSULTATS

Pour cette expérience, nous étions limités par l'utilisation de la caméra décrite au chapitre 2.1 qui est normalement utilisée pour des mesures thermographiques. Il ne nous était ainsi pas possible de la démonter pour réaliser un montage plus flexible. Nous avons donc, dans un premier temps, rejeté l'utilisation d'une configuration hors-plan qui nécessite l'utilisation d'un recombineur de faisceaux entre l'objectif et le détecteur. Nous nous sommes alors naturellement dirigés vers l'ESPI « dans le plan », ou ESPI *in-plane*. En effet, cette configuration, représentée à la Figure 5, a l'avantage de fournir des angles d'observation éloignés du pic de réflexion spéculaire. Évitant ainsi d'aveugler le détecteur à cause de ce dernier, nous avons donc pu augmenter la puissance de sortie du laser pour obtenir une intensité de speckle supérieure à ce que nous avons obtenu dans la Figure 3 au chapitre 2.1.

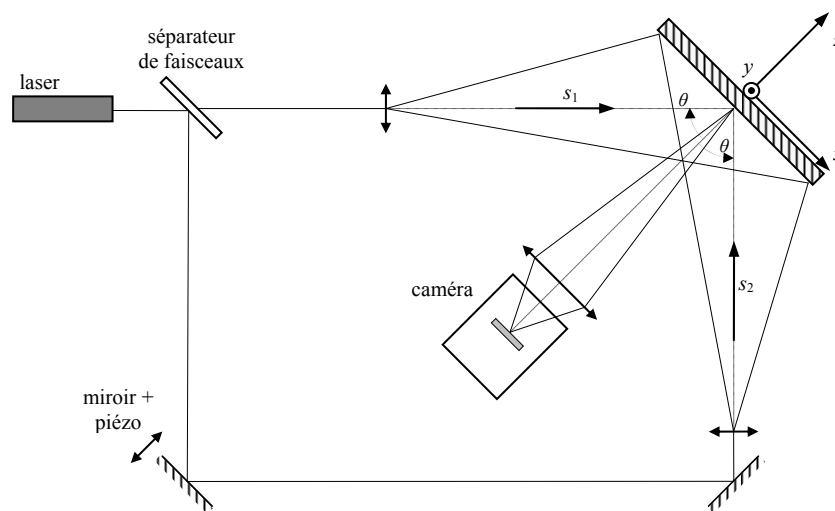


Figure 5. Montage optique utilisé pour réaliser les mesures de rotation d'une plaque métallique par ESPI *in-plane* à 10  $\mu\text{m}$ .

Le rayon provenant du laser est divisé en deux par un séparateur de faisceaux en germanium. Deux lentilles en sélénure de zinc (ZnSe) sont alors utilisées pour étendre les deux faisceaux incidents et ainsi éclairer la plaque d'aluminium. Les miroirs sont les mêmes que ceux utilisés en visible. L'un d'eux a été monté sur une platine de translation munie d'un translateur piezo-électrique afin de réaliser un décalage de phase dans l'un des bras. Ceci permettra de mesurer le déplacement de la plaque par la technique du *phase-shifting* en ESPI.

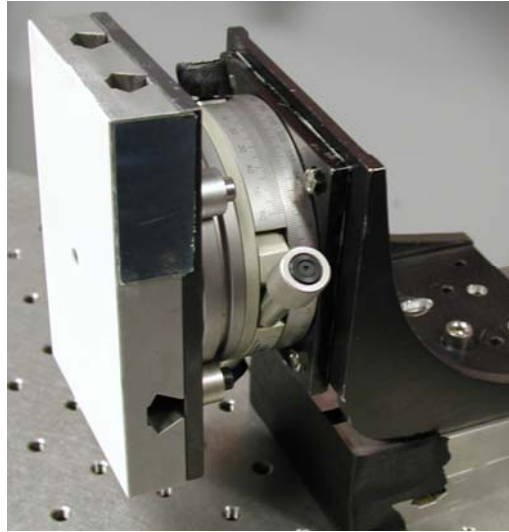


Figure 6. Plaque d'aluminium utilisée pour nos mesures de rotation en ESPI *in-plane*. Elle est montée sur une plaque rotative et a été recouverte d'un coating en poudre blanche. Sur un des côtés, un miroir a été collé pour permettre de réaliser des mesures en parallèle avec un théodolite.

Une façon relativement simple de produire un déplacement contrôlable dans le plan est d'effectuer une rotation de l'objet selon un axe normal à la surface. Cette situation est représentée dans la Figure 5, où l'axe de rotation correspond à l'axe  $z$ . La Figure 6 montre l'objet que nous avons utilisé pour cette expérience. Il s'agit d'une plaque d'aluminium montée sur une plaque rotative et recouverte de la poudre blanche dont nous avons discuté au chapitre 2.1. Afin de s'assurer que nous observions bien un phénomène d'interférence holographique de type ESPI *in-plane*, nous avons mesuré en parallèle la rotation de cette plaque d'aluminium au moyen d'un théodolite. À cette fin, nous avons collé un miroir sur un des côtés de la pièce (Figure 6). Les mesures par ESPI ont été réalisées en utilisant la technique du *phase-shifting* afin de déterminer la valeur de la phase en chaque pixel de l'image.

La plaque d'aluminium est illuminée par les deux faisceaux laser étendus qui interfèrent et créent une figure de speckle enregistrée par la caméra thermographique. Cette première image servira d'image de référence. Après avoir appliqué une rotation à la plaque d'aluminium, 4 images sont enregistrées, chacune avec un décalage correspondant à  $\frac{1}{4}$  de longueur d'onde dans l'un des faisceaux. Elles sont ensuite soustraites à l'image de référence afin d'obtenir 4 interférogrammes représentatifs du déplacement de la plaque d'aluminium (Figure 7). À partir de ceux-ci, nous pouvons calculer la valeur de la phase dans l'intervalle  $[\pi; -\pi]$  en chaque pixel (Figure 8a). L'image est alors traitée par un algorithme de déroulage de phase afin d'éliminer les discontinuités dues aux transitions de phase entre  $\pi$  et  $-\pi$  (Figure 8b). Nous pouvons alors mesurer la rotation appliquée à la plaque d'aluminium à partir du déplacement relatif du haut par rapport au bas de la plaque (Figure 8c).

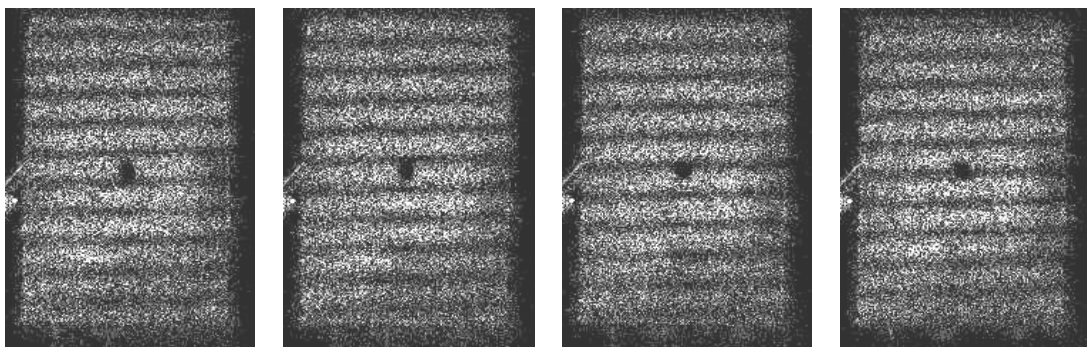


Figure 7. Exemples de 4 interférogrammes à  $10\ \mu\text{m}$  de la plaque d'aluminium recouverte de poudre blanche observée avec un décalage de  $\frac{1}{4}$  de longueur d'onde – soit  $2,5\ \mu\text{m}$  – entre chaque acquisition.

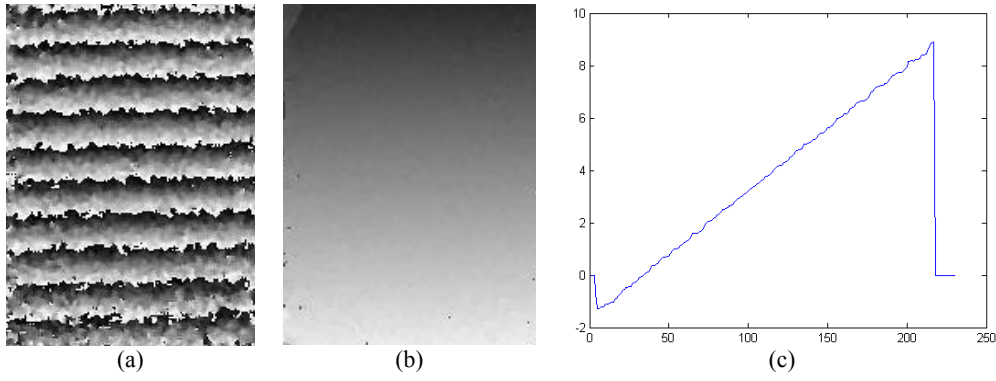


Figure 8. Reconstruction de la phase en chaque pixel (a) avant et (b) après déroulage de la phase en utilisant la technique ESPI de *phase-shifting*.

Nous allons à présent déterminer la relation entre le décalage de phase mesuré et l'angle de rotation  $\alpha$  appliqué à la pièce observée. En ESPI *in-plane*, deux faisceaux à une longueur d'onde  $\lambda$  illuminent l'objet observé. Dans notre montage, ces deux faisceaux arrivent avec un angle d'incidence  $\theta$  identique valant 45 degrés dans le plan horizontal (Figure 5). De là, nous pouvons déterminer la valeur du vecteur-sensibilité dont le produit scalaire avec le vecteur déplacement donne la phase de l'interférence en chaque point de l'objet. Ce vecteur-sensibilité peut être calculé en chaque point d'après la direction du faisceau incident. Cet angle variant en chaque point de la plaque, la valeur du vecteur-sensibilité varie donc en chaque point de la plaque observée. Cependant, comme la distance entre la plaque et la lentille éclairante étant largement supérieure aux dimensions de la plaque, ces variations seront négligées, et nous ferons l'hypothèse d'un angle d'incidence uniforme sur toute la plaque. Le vecteur-sensibilité se calcule comme suit [1]:

$$\Delta \vec{e} = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta \vec{s} = \frac{2\pi}{\lambda} (\vec{s}_1 - \vec{s}_2) = \frac{2\pi}{\lambda} (2 \sin \theta; 0; 0) \quad (3)$$

où  $\vec{s}_1$  et  $\vec{s}_2$  sont les vecteurs unitaire de direction d'illumination de chacune des sources. Ainsi, la relation entre le déplacement et le décalage de phase  $\Delta \Phi$  est donné par :

$$\Delta \Phi = \vec{d} \cdot \Delta \vec{e} = d_x \cdot \Delta e_x = \frac{4\pi}{\lambda} d_x \sin \theta \quad (4)$$

où  $\vec{d} = (d_x; d_y)$  est le vecteur déplacement.

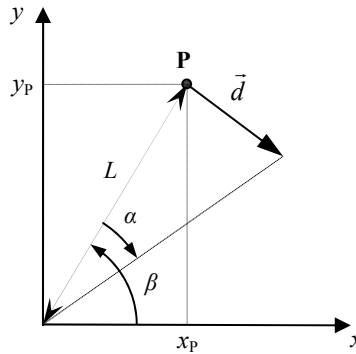


Figure 9. Relation entre l'angle de rotation et le déplacement d'un point P sur la plaque.

Comme nous pouvons le voir dans la Figure 9, le déplacement du point  $\mathbf{P} = (x_p; y_p)$  situé à une distance  $L = \sqrt{x_p^2 + y_p^2}$  du centre de rotation où un angle  $\alpha$  est appliqué est donné par :

$$d_x = |\vec{d}| \cdot \sin \beta = (L \cdot \sin \alpha) \cdot \frac{y_p}{L} = y_p \cdot \sin \alpha \quad (5)$$

$$d_y = -|\vec{d}| \cdot \cos \beta = -(L \cdot \sin \alpha) \cdot \frac{x_p}{L} = -x_p \cdot \sin \alpha \quad (6)$$

En combinant (4) et (5), nous obtenons la relation entre l'angle de rotation appliqué à la plaque et le décalage de phase observé :

$$\Delta\Phi = 2k\pi = \frac{4\pi}{\lambda} y_p \cdot \sin \alpha \cdot \sin \theta \quad (7)$$

où  $k$  est le nombre de franges. Ainsi, la valeur de l'angle de rotation  $\alpha$  peut être déterminée au moyen de la relation suivante :

$$\alpha \approx \sin \alpha = \frac{k \lambda}{2y_p \sin \theta} \quad (8)$$

Les mesures que nous avons réalisées sont portées en graphique à la Figure 10, où on peut les comparer avec la mesure faite en parallèle au moyen du théodolite.

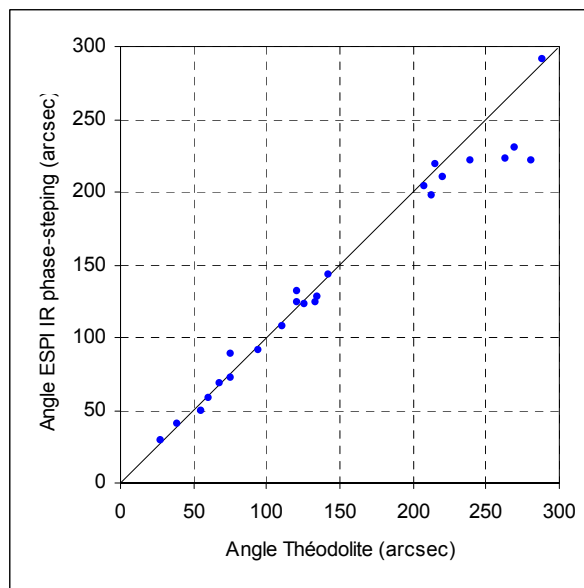


Figure 10. Angle de rotation de la plaque mesuré par ESPI en infrarouge comparé à sa mesure au moyen du théodolite.

Il apparaît clairement que les mesures par ESPI en infrarouge sont très proches de celles réalisées avec le théodolite pour les rotations inférieures à  $\sim 220$  arcsec. Pour des angles de rotation plus élevés, les points s'éloignent de la diagonale, ce qui signifie que les erreurs de mesures par ESPI augmentent ; la raison étant que la visibilité des franges à ce point commence à diminuer. L'étroitesse des franges combinées au bruit de l'image rendent les mesures de déplacement difficiles à réaliser au-delà de cette limite. Celle-ci correspond, dans notre expérience, à une largeur de frange de l'ordre de  $\sim 12$  pixels minimum afin de pouvoir mesurer correctement l'angle de rotation. Cette largeur est beaucoup plus élevée que la largeur limite théorique de 3 pixels, principalement à cause du bruit sur les images et la faible dynamique des interférogrammes enregistrés.

#### 4. CONCLUSION

Dans cet article, nous avons introduit les particularités liées à l'utilisation de l'interférométrie holographique à  $10 \mu\text{m}$ . La plus importante, la spécularité des surfaces à cette longueur d'onde peut être contournée par l'utilisation d'un coating diffusant. Bien que suffisante pour réaliser des mesures en ESPI *in-plane*, la poudre blanche utilisée présente cependant un taux de réflectivité suffisant pour aveugler la caméra thermographique utilisée. Ainsi, la recherche de coatings diffusant mieux en infrarouge devra être approfondie. D'autres possibilités existent cependant et sont aussi étudiées.

La seconde particularité était l'effet du rayonnement thermique sur les performances des mesures en ESPI. Nous avons ainsi observé en visible qu'un éclairage parasite incohérent et polychromatique n'avait pas d'impact significatif si celui-ci est uniforme sur les acquisitions de l'objet observé et qu'il reste stable au cours du temps. Ainsi, le bruit thermique n'empêche pas l'application de l'ESPI à  $10 \mu\text{m}$ .

Après avoir discuté de ces particularités, nous avons exposé la méthodologie utilisée pour réaliser une expérience d'ESPI *in-plane* à  $10 \mu\text{m}$  avec une caméra thermographique commerciale. Les mesures de la rotation d'une plaque métallique

ont été comparées aux mesures réalisées en parallèle avec un théodolite. Nous avons ainsi pu constater la bonne corrélation entre ces deux méthodes de mesures, démontrant la faisabilité de l'ESPI à 10  $\mu\text{m}$ .

## 5. REFERENCES

1. T. Kreis, *Holographic Interferometry – Principles and Methods*, Vol. 1, Akademie Verlag Series in optical metrology, Berlin, 1996.
2. W.A. Simpson, W.E. Deeds, "Real-time visual reconstruction of infrared holograms", *Appl. Opt.* 9(2), 499-501 (1970)
3. S. Kobayashi, K. Kurihara, "Infrared Holography with Wax and Gelatin Film", *Appl. Phys. Lett.* 19, 482-484 (1971)
4. R.R. Roberts, T.D. Black, "Infrared holograms recorded at 10.6  $\mu\text{m}$  and reconstructed at 0.6328  $\mu\text{m}$ ", *Appl. Opt.* 15(9), 2018-2019 (1976)
5. M. Rioux, M. Blanchard, M. Cormier, R. Beaulieu, D. Bélanger, "Plastic recording media for holography at 10.6  $\mu\text{m}$ ", *Appl. Opt.* 16 (7), 1876-1879 (1977)
6. R. Beaulieu, R. A. Lessard, M. Cormier, M. Blanchard, and M. Rioux, "Infrared holography on commercial wax at 10.6  $\mu\text{m}$ ", *Appl. Phys. Lett.* 31, 602-603(1977)
7. Beaulieu, R. A. Lessard, M. Cormier, M. Blanchard, and M. Rioux, "Pulsed IR holography on takiwax films", *Appl. Opt.* 17 (22), 3619-3621 (1978)
8. J. Lewandowsky, B. Mongeau, and M. Cormier, "Real time interferometry using IR holography on oil films", *Appl. Opt.* 23, 242-246 (1984)
9. R. Beaulieu, R. A. Lessard, and S. Ling Chin, "Resist recording media for holography at 10.6  $\mu\text{m}$ " in Photopolymers and applications in holography, optical data storage, optical sensors, and interconnects, *Proc. SPIE* 2042, 259-263 (1994)
10. R. Beaulieu, R. A. Lessard, and S. Ling Chin, "Recording of infrared radiation (10.6  $\mu\text{m}$ ) in a tetrafluoroethylene copolymer of vinylidene fluoride", *Proc. of the International Conference on Lasers* 94, 758-762 (1994)
11. R. Beaulieu, R. A. Lessard, "Infrared holography on poly(acrylic acid) films", in Applications of Photonic Technology 4 (Photonics North 2000), *Proc. SPIE* 4087, 1298-1301 (2000)
12. S. Calixto, "Albumen as a Relief Recording Media for Spatial Distributions of Infrared Radiation. Fabrication of Interference Gratings and Microlenses", *Appl. Opt.* 42, 259-263 (2003)
13. E. Allaria, S. Brugioni, S. De Nicola, P. Ferraro, S. Grilli, R. Meucci, "Digital Holography at 10.6  $\mu\text{m}$ ", *Opt. Commun.* 215, 257-262 (2003).
14. I. Yamaguchi, "Fundamentals and applications of speckle", *Proc. Of SPIE* 4933, 1-8 (2003).
15. J. C. Stover, *Optical Scattering – Measurement and Analysis*, Mc. Graw-Hill Inc, 1990.
16. H.Y. Wong, *Handbook of Essential Formulae and Data on Heat Transfer for Engineers*, Longman, London and New York, 1977.