

# Microscopie tomographique diffractive et profilométrie multiangle avec correction flexible des aberrations

H. Liu, J. Bailleul, B. Simon, M. Debailleul, B. Colicchio, and O. Haeberlé<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Laboratoire Modélisation Intelligence Processus et Systèmes MIPS-EA2332,  
Université de Haute-Alsace, 61 rue Albert Camus, 68093 Mulhouse cedex, France\**

compiled: 9 juillet 2014

Nous avons développé un microscope tomographique diffractif en réflexion, qui permet d'observer la surface d'un échantillon avec une résolution latérale améliorée comparée à un microscope holographique conventionnel. À partir des mêmes données expérimentales (les hologrammes acquis sous différents angles d'illumination), des mesures à haute précision longitudinale peuvent être réalisées sur la surface d'un échantillon purement réfléchissant, par reconstruction du profil de hauteur à partir de la phase. Cette méthode d'imagerie multimodale présente plusieurs avantages comparée aux mesures en holographie interférométrique classique : amélioration de la résolution latérale sur la partie diffractive, déroulement de phase facilité, réduction du bruit cohérent, l'ensemble étant associé à la grande précision longitudinale fournie par les mesures de phase. Nous montrons ces possibilités en imageant divers échantillons minces.

*OCIS codes:* (090.0090) Holographie; (090.1000) Compensation d'aberration; (100.6640) Super résolution; (110.6955) Imagerie tomographique; (070.0070) Optique de Fourier et traitement du signal  
<http://dx.doi.org/10.1364/XX.99.099999>

## 1. Introduction

En microscopie classique, avec un système d'illumination/détection incohérent (champ large, contraste de phase, DIC), l'image enregistrée résulte d'une interaction complexe entre l'illumination incohérente et le spécimen. Le contraste observé permet d'étudier efficacement la morphologie, mais ne donne pas directement d'information quantitative sur les caractéristiques de ce spécimen. En particulier, la distribution d'indice de réfraction complexe peut être difficile à reconstruire.

À l'inverse, l'enregistrement en phase et amplitude permet de remonter à la carte de permittivité de l'objet, et donc à l'indice de réfraction complexe en utilisant un modèle de diffraction adapté.

Grâce à ses capacités d'imagerie cohérente, la microscopie holographique digitale fournit des informations pertinentes sur une large gamme d'échantillons transparents ou réfléchissants [1]. Un des inconvénients est la résolution limitée en lumière cohérente [2].

Différents systèmes ont été développés pour améliorer la résolution en imagerie cohérente. Le spectre accessible peut être élargi en déplaçant le capteur et en combinant les différents hologrammes à différentes position de la caméra, afin d'obtenir un hologramme synthétisé

plus large, améliorant l'ouverture numérique [3]. Des systèmes de synthèse d'ouverture basé sur l'utilisation de réseaux pour décaler les fréquences objet ont été réalisés en 1D [4] et 2D [5]. Une méthode à exposition unique utilisant un multiplexage spatial a aussi été proposée. Elle utilise une grille de sources et une addition incohérente de plusieurs hologrammes [6]. Une autre possibilité est de décaler les fréquences pour qu'elles passent dans la bande passante du système, en utilisant un front d'onde incliné par rapport à l'objet. Dans ce cas, le procédé d'imagerie repose sur le théorème de décalage spectral : la fonction objet étant modulée par une rampe de phase, son spectre est décalé, ce qui ramène les fréquences perdues dans la bande passante du système. Par exemple, l'inclinaison peut être introduite via l'objet [7–9] ou via l'onde plane d'illumination [10–12]. Dans le cas d'une onde d'illumination plane, la fonction objet est multipliée par une rampe de phase dont la pente est fixée par les cosinus directeurs de l'illumination. Dans l'espace de Fourier, le spectre est alors convolué par une 'fonction' delta de Dirac, localisée sur la fréquence porteuse, ce qui cause le décalage du spectre. Dans ce cas, le principe de l'amélioration de résolution est similaire à celui de la tomographique diffractive (MTD, [13–16]), sauf que dans le cas du MTD, le procédé de synthèse d'ouverture est associé à une rétropropagation. La synthèse d'ouverture s'effectue alors en 3D, fournissant une image 3D plutôt que 2D. D'autres techniques existent, comme la rotation du spécimen, [17, 18], mais la résolution n'est alors améliorée que selon l'axe  $z$ , et limitée par les recalages

\* Contact : [olivier.haeberle@uha.fr](mailto:olivier.haeberle@uha.fr).

Article original en anglais :

H.Liu & al., "Tomographic diffractive microscopy and multiview profilometry with flexible aberration correction", *Applied optics*, Vol. 53, Issue 4, pp. 748-755 (2014).

multiples des images. En effet, il est difficile de tourner l'objet avec une grande précision, ce qui oblige à recalculer numériquement les images pour être compatibles avec des mesures interférométriques.

Outre l'image 3D, le MTD peut bien sûr être utilisé pour imaginer en phase et en amplitude des objets quasi 2D, c'est à dire faiblement structurés selon la profondeur. Dans le cas 2D, la rétropropagation n'est pas utile : une synthèse d'ouverture rapide peut alors être effectuée car les calculs sont restreints à la 2D.

Remarquons enfin que sur les objets minces, l'imagerie selon l'axe  $z$  en MTD n'a de toute façon pas d'intérêt, car la résolution selon l'axe  $z$  ( $\simeq 300$  nm) est trop faible pour imaginer les détails à cette échelle. Cependant, dans le cas d'objets *purements réfléchissants*, la hauteur peut être avantageusement obtenue depuis l'information de phase, comme en profilométrie classique.

## 2. Principe généraux : élargissement spectral 2D et imagerie de phase.

*a. Imagerie de phase.* En interférométrie, la formule classique pour calculer le profil de hauteur  $h(x, y)$  sous illumination normale est [19] :

$$h(x, y) = \frac{\lambda}{4\pi} (\phi(x, y) + \phi_r(k)) \quad (1)$$

où  $\phi(x, y)$  est la phase mesurée par interférométrie,  $\lambda$  la longueur d'onde d'illumination dans le milieu d'indice  $n$  (usuellement 1 dans l'air) et  $\phi_r(k)$  est le changement de phase à la réflexion. Cette mesure utilise les composantes spéculaires des hologrammes.

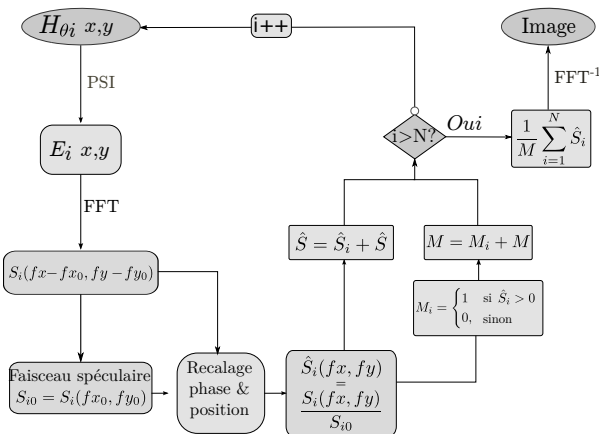


FIGURE 1. Logigramme du procédé de synthèse 2D pour l'imagerie d'amplitude.  $H$  : hologramme.  $E$  : champ optique complexe.  $S$  : spectre dans le support d'origine  $\Gamma$ .  $\hat{S}$  : spectre normalisé dans le support élargi  $\Gamma'$ .  $M$  : carte de redondance utilisée pour moyenner les données fusionnées.  $i$  : numéro de l'illumination.

*b. Synthèse d'ouverture.* Le procédé de synthèse d'ouverture 2D sur la partie *faiblement diffractante* des objets imagés est décrit par la figure 1. Le champ complexe  $E_i$  (plan image) est obtenu à partir des hologrammes  $H_{\theta_i}$  et sa transformée de Fourier permet d'ob-

tenir un spectre décalé dans le support original  $\Gamma$ . La composante spéculaire  $S_{i0}$  est extraite du spectre, ce qui permet de normaliser en phase par la division complexe  $S_i(f_x, f_y)/S_{i0}$ . Le spectre est alors décalé grâce aux coordonnées du faisceau spéculaire, qui fixe le zéro de fréquence. On obtient alors un spectre centré et normalisé  $\hat{S}_i$ , dans le support élargi  $\Gamma'$ . Les spectres normalisés sont alors sommés itérativement sur les  $N$  hologrammes dans ce support élargi. Le recouvrement entre chaque spectre impose de construire une carte d'occurrence  $M$ , qui donne les poids relatifs des fréquences spatiales dans la somme (spectre synthétisé). Cette carte permet de moyenner les données fusionnées. L'image finale est obtenue par une transformée de Fourier inverse 3D.

Comparée à l'incidence normale, la bande passante finale peut être théoriquement doublée : des détails plus fins peuvent alors être imagés [3–6, 8, 9]. De plus, sur des objets lisses, l'ouverture numérique (NA) du système profilométrique permet de collecter des faisceaux réfléchis à de plus grands angles, permettant en principe d'imager des pentes plus fortes [19]. La figure 2 illustre l'ensemble du procédé dans l'espace de Fourier sur l'image de la surface d'un disque compact. La figure 2(a) montre le spectre obtenu pour une illumination oblique. La figure 2(b) montre le spectre synthétisé avec 8 hologrammes, régulièrement espacés dans l'espace de Fourier. Remarquer le doublement de la bande passante. La figure 2(c) montre le spectre composé de 100 illuminations. L'étalement spectral est quasi identique au précédent mais on y observe un effet de lissage du bruit résultant du moyennage.

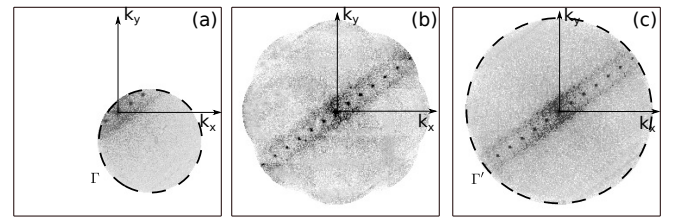


FIGURE 2. Module du spectre d'un disque compact reconstruit avec (a) : une illumination (support  $\Gamma$ ), (b) : 8 illuminations avec augmentation de la bande passante, et (c) 100 illuminations, illustrant le moyennage du bruit (support  $\Gamma'$ ).

## 3. Dispositif expérimental

La figure 3 décrit notre système multimodal, pouvant être utilisé en réflexion [20], mais aussi en transmission (non représenté, par souci de clarté) [13], et en fluorescence [21]. Nous ne considérons ici que le système en réflexion. Un interféromètre a été ajouté sur le port arrière d'un bâti de microscope inversé Olympus IX71 : une source cohérente (B&W Tek, 20mW max, BWB-475  $\lambda_0 = 475$  nm) est séparée en faisceau d'illumination et faisceau de référence. La longueur relative des bras est ajustée grâce aux fibres optiques. La phase du faisceau de référence est contrôlée par un modulateur électro-optique et son angle par le miroir  $M_1$ , de telle sorte que

l'hologramme peut être acquis en décalage de phase ou en hors-axe. Le décalage de phase (*via* le modulateur) permet d'optimiser le champ de vision, alors que le hors-axe (*via* le miroir M1) permet d'optimiser la vitesse. Un miroir de balayage rapide (Newport-Microcontrôle, FSM 300) permet de contrôler l'angle d'illumination. Un objectif à haute ouverture numérique est utilisé en condenseur (NA=1,4, immersion à huile ou NA=1,2 à eau). La lumière réfléchie par l'échantillon est collectée par l'objectif et combinée à la référence par le cube CS2. Des lentilles relais L1 et L2 permettent de régler l'échantillonnage sur la caméra (1312 x 1082 pixels, 68 fps, Photon Focus PHF-MV1 CMOS).

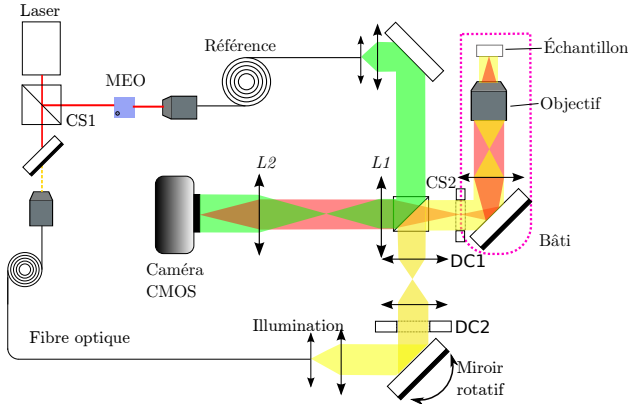


FIGURE 3. Dispositif expérimental en réflexion. CS : cube séparateur. MEO : modulateur électro-optique. FO : fibre optique. M1, M2 : miroir. DC : diaphragme de champ.

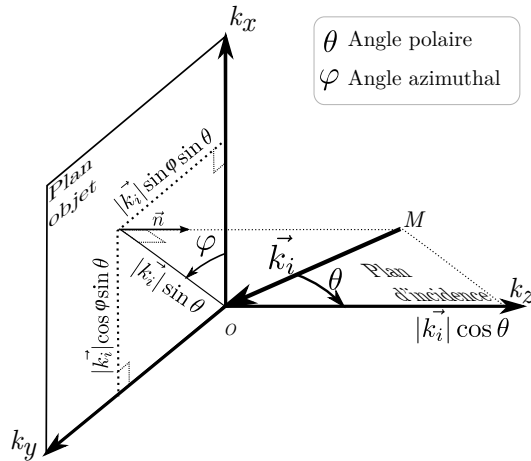


FIGURE 4. Notations et système de coordonnées. Dans ce travail, le balayage angulaire est réalisé à angle polaire fixe, afin de maintenir  $k_z$  constant.

Les objets ici étudiés sont minces : la hauteur maximum n'excède pas une longueur d'onde, et le motif utilisé pour la calibration présente une hauteur inférieure à la profondeur de champ calculée de l'objectif. Cet objet est donc théoriquement entièrement au point. Dans notre dispositif, la rampe de phase additionnelle

permet de mesurer l'angle d'illumination en cherchant le spéculaire dans le spectre ('fonction' de Dirac à la fréquence porteuse) .

Le balayage en fréquences spatiales est contrôlé par les composantes ( $k_{ix}, k_{iy}$ ) de l'illumination, maintenant  $k_{iz}$  constant :

$$k_{ix} = |\vec{k}_i| \cos \varphi \sin \theta \quad (2)$$

$$k_{iy} = |\vec{k}_i| \sin \varphi \sin \theta \quad (3)$$

$$k_{iz} = \sqrt{k_i^2 - k_{ix}^2 - k_{iy}^2} = |\vec{k}_i| \cos \theta \quad (4)$$

où  $\varphi$  est l'angle azimutal et  $\theta$  l'angle polaire, défini par le plan objet et le plan d'incidence (voir Fig. 4). Pour  $\theta$  constant,  $k_{iz}$  est inchangé et la modulation dans la direction  $z$  reste la même sur l'ensemble des hologrammes (voir §4.C). De plus, ce balayage permet de minimiser l'effet d'ombrage qui peut apparaître sur les échantillons purement réfléchissants. Sur le bras de référence, la lentille  $L_3$  est utilisée pour adapter approximativement le front d'onde de la référence avec celui de l'illumination. Même si cette adaptation n'est pas parfaite, la différence de phase résiduelle ne contient que des aberrations basses fréquences qui peuvent être facilement éliminées par la procédure numérique décrite ci-dessus.

Tous les calculs sont effectués sur un PC Linux équipé d'un processeur I7 quadricœur avec 16 Go de mémoire. L'ensemble est programmé en C++ et n'utilise que des bibliothèques libres (FFTW, OpenCV).

Les parties imaginaire et réelle sont extraites de 4 hologrammes  $A, B, C, D$  décalés en phase. Un moyennage à deux passes ( $\varphi_1$  extrait de  $A, B, C$  et  $\varphi_2$  de  $B, C, D$ ) est utilisé pour réduire le bruit de phase[19]. La différence de phase inévitable liée au balayage angulaire doit être compensée pour éviter les erreurs lors de la fusion des différents hologrammes. En transmission, cette normalisation est réalisée à l'aide du spéculaire [13]. Sur les objets minces en réflexion, l'information commune entre les hologrammes successifs permet de corriger cet écart de phase. Par exemple, si l'objet possède une zone plane, elle peut être utilisée comme référence. La position de chaque spectre est alors corrigée et les spectres des hologrammes sont fusionnés pour obtenir le spectre synthétique.

#### 4. Applications de la microscopie tomographique diffractive et de la profilométrie multiangles.

En imagerie de phase, la précision de mesure peut être dégradée par plusieurs facteurs : aberrations, bruit cohérent ou erreur de déroulement. Nous présentons ici une méthode pour compenser les aberrations de façon flexible, puis montrons qu'au-delà de l'amélioration de résolution sur la partie diffractive, l'utilisation de multiples fronts d'onde est également utile en profilométrie et qu'elle permet de résoudre en partie les problèmes de déroulement et de bruit.

##### 4.A. Compensation automatique des aberrations

En imagerie holographique, la différence de phase entre fonction objet et référence est mesurée : toute

différence entre les deux faisceaux, introduite par exemple par des aberrations, entraînera une erreur de mesure. La contrainte est ici plus forte qu'en MTD, car la *précision* sur la mesure de hauteur (qui peut descendre à l'échelle sub-nanométrique [22]) est nettement meilleure que la *résolution* en  $z$  en MTD (qui est seulement à l'échelle sub-micrométrique [20]). De plus, la procédure de correction des aberrations doit être au moins en partie automatique, afin de traiter les multiples hologrammes acquis, contrairement à l'holographie conventionnelle qui utilise une seule illumination.

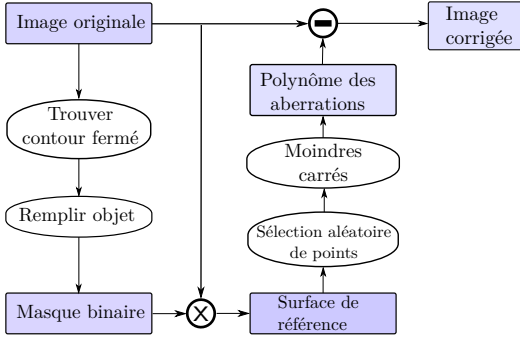


FIGURE 5. Procédure suivie pour la correction automatique des aberrations.

La compensation d'aberration repose habituellement sur :

- l'optimisation d'un critère de qualité (par exemple le rapport de Strehl) combiné à un modèle d'aberration [23],
- la maximisation de la composante spéculaire dans l'espace de Fourier [24],
- sur un hologramme de référence permettant de mesurer tout écart à la référence (i.e. plane ou sphérique). Cet hologramme de référence peut être obtenu par double exposition [25] ou par sélection d'un profil (par exemple selon une ligne) dans une zone plane de l'échantillon [26].

Nous utilisons ici une méthode flexible, basée sur l'approximation polynomiale de la fonction d'aberration, en utilisant une sélection de points aléatoires dans la zone d'arrière plan. La figure 5 illustre ce principe. Les contours de l'objet sont d'abord déterminés en utilisant un filtre de Canny. Après dilatation, un algorithme de suivi de bords construit le contour de l'objet, et un masque binaire  $m(x, y)$  est alors créé, séparant l'espace en une zone objet ( $m(x, y) = 0$ ) et une zone d'arrière plan ( $m(x, y) = 1$ ). L'image originale est multipliée par le masque binaire, afin d'extraire le fond. L'arrière plan est alors ajusté par une fonction polynomiale en utilisant la méthode des moindres carrés. Les points utilisés pour l'ajustement par moindres carrés sont tirés au hasard dans la partie extérieure à l'objet, grâce au masque binaire. L'image finale corrigée est obtenue par soustraction à l'image originale du polynôme des aberrations. En mode réflexion, la technique requiert une surface de référence (une surface plane étant la plus simple à utili-

ser) mais la procédure n'a pas besoin d'ajustement manuel des paramètres d'un modèle d'aberrations, ni de recherche manuelle de points utilisés sur la surface de référence, puisque ces points sont choisis aléatoirement dans l'image. Une double exposition ou la sélection manuel du profil sont donc inutiles. Le nombre minimum de points est automatiquement adapté en fonction du type du polynôme utilisé dans les moindres carrés. Par conséquent, le masque binaire n'a pas besoin d'être très précis : le choix de la valeur de seuil dans le filtre de Canny n'est pas critique et l'ensemble de la procédure est donc très souple pour l'utilisateur final.

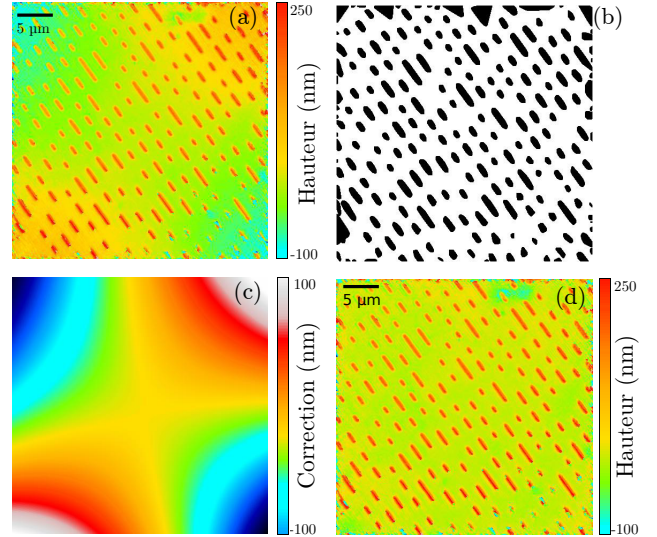


FIGURE 6. Image d'une surface de disque compact. (a) : image originale (b) : masque objet binaire (c) : fonction d'aberration calculée, et (d) : image de la phase corrigée.

La figure 6 illustre la procédure appliquée à un disque compact commercial. La couche réfléchissante a été isolée par dissolution à l'acétone de la couche protectrice en polycarbonate. La première image (Fig. 6(a)) est la carte de hauteur des cavités du CD, obtenue avec une image de phase synthétisée, mais altérée par les aberrations. La figure 6(b) montre l'extraction automatique du masque binaire. La figure 6(c) présente le polynôme des aberrations de phase, ici dominé par l'astigmatisme. Il est extrait de la figure 6(a), depuis la surface de référence plane. La figure 6(d) montre enfin l'image corrigée. Un aspect intéressant est que n'importe quelle surface de référence peut être utilisée, par exemple une portion de sphère ou de paraboloïde, si un miroir convergent doit être observé.

L'ensemble des calculs est peu gourmand en ressource. La synthèse d'ouverture prend moins d'1 s pour 50 hologrammes, et la correction d'aberrations moins de 0,1s par hologramme [à corriger].

#### 4.B. Réduction du bruit

Le bruit devient une source critique d'erreurs à cette échelle. Le moyennage temporel peut efficacement aug-

menter le rapport signal à bruit, mais son action est limitée au bruit de grenaille [27]. Lors du balayage circulaire, les hologrammes successifs présentent un motif de bruit différent [28] grâce au changement d'illumination. Un effet secondaire de la technique est donc de mener automatiquement à une réduction du bruit cohérent dans l'image finale. L'efficacité du processus dépend de la corrélation entre les différents motifs de bruit, et du nombre d'hologrammes fusionnés. Elle peut être évaluée par calcul du contraste de speckle en fonction du nombre d'hologrammes.

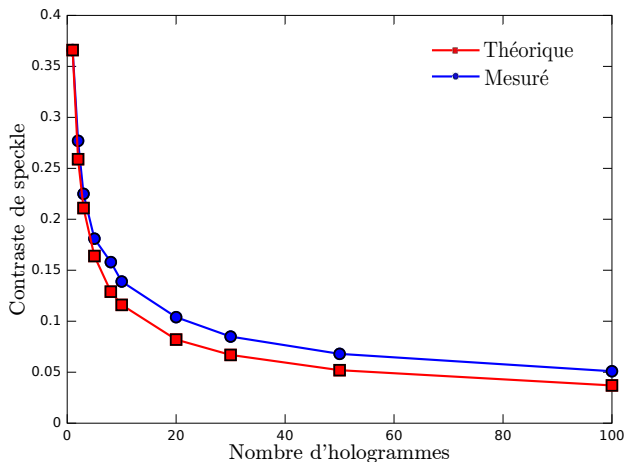


FIGURE 7. Évolution du contraste de speckle avec le nombre d'illuminations.

La figure 7 quantifie l'effet du nombre d'hologrammes (de 1 à 100), acquis avec un balayage circulaire sur une mire de test silicium STR10-100P (VLSI). Cette mire, revêtue de platine, est composée de sauts de hauteur carrés de 100 nm, larges de 5  $\mu\text{m}$  et formant une grille de pas 10  $\mu\text{m}$  sur le substrat. Cette évaluation est réalisée par analyse du motif de tavelures sur une zone plane de la mire (voir Fig. 9(a)). Un diffuseur pourrait être inséré dans le bras d'illumination pour changer le motif de bruit et effectuer un moyennage sur plusieurs hologrammes ou sur une durée d'exposition plus grande, mais au détriment de la vitesse d'acquisition. L'utilisation de sources lasers basse cohérence améliorerait aussi l'image, mais rendrait le montage moins souple.

Dans notre cas, les motifs de bruits sont automatiquement modifiés quand l'angle d'illumination est changé : aucun élément additionnel n'est donc requis. Une légère différence entre la courbe théorique [29] et expérimentale est observée, mais le procédé montre encore une grande efficacité. Pour un bruit cohérent totalement décorréolé, la théorie prédit une diminution proportionnelle à la racine carrée du nombre de motifs  $N$  [29][30]. La différence observée suggère qu'une corrélation partielle existe entre les différents hologrammes, comme la présence de bruit statique.

Cette technique permet donc de réduire le bruit avec des contraintes réduites sur l'interféromètre, tout en

présentant un échantillonnage meilleur que les imageurs de phase incohérents (Shack Hartmann), qui ont une bonne précision et une bonne dynamique mais sont pour l'instant encore limités dans l'échantillonnage [31].

#### 4.C. Déroulement de phase

En profilométrie, la différence de phase entre deux pixels adjacents est limitée à un saut de hauteur de  $\lambda/4$  (soit  $\pi$  en phase). Si la différence est plus grande, l'information de phase n'est pas bien échantillonnée, entraînant une erreur dans le profil reconstruit. La limite de hauteur  $\Delta z_{min}$  peut être sévère avec un objectif à haute ouverture numérique, utilisé pour améliorer la résolution latérale. Pour dépasser cette limitation, on peut simplement incliner l'illumination. Lorsque l'illumination est inclinée, l'équation (1) est modifiée. Considérant seulement la modulation selon  $z$ , la différence de phase entre faisceau illumination et objet devient :

$$\phi(x, y) = \frac{4\pi \cos \theta}{\lambda} h(x, y) \quad (5)$$

où  $\theta$  est l'angle d'illumination. En contrôlant la direction d'illumination, la quantité  $\lambda/\cos\theta$  (Eq. (5)) peut être variée et alors utilisée pour réaliser l'équivalent d'un balayage fréquentiel [32], aidant à résoudre le problème d'ambiguïté  $2\pi$  comme en interférométrie spectrale classique.

L'intervalle de longueur d'onde accessible dépend de l'intervalle angulaire de  $\theta$ . Pour un objectif à huile (NA = 1,4,  $n = 1,515$ ),  $\cos\theta$  peut varier de 1 à 0,382, menant à l'intervalle  $[\lambda; 2,55 * \lambda]$ . Dans notre cas avec  $\lambda_0 = 475$  nm, la longueur d'onde équivalente peut varier de 313 à 820 nm. En d'autres termes, l'équation (5) traduit la modulation en  $z$  du profil : la hauteur mesurée est en effet modulée par  $k_{iz}$ , i.e. réduite d'un facteur  $\cos\theta$ . Lorsque la hauteur apparente tombe sous  $\Delta z_{min}$ , la hauteur réelle peut être trouvée après correction par  $\cos\theta$ . La figure 8 illustre le résultat du procédé sur la mire STR10-1000P VLSI. La hauteur de 100 nm ne peut être imagée directement car la limite est donnée :  $\Delta z_{min} = \lambda/4 = \lambda_0/4n_w \simeq 89$  nm pour l'immersion à eau et 78 nm pour l'huile. Sans immersion, la hauteur limite augmenterait, mais au prix d'une résolution latérale plus faible (NA plus faible). La figure 8 montre deux plots correctement reconstruits.

Bien sûr, si la hauteur maximum approximative n'est pas connue, on ne peut régler directement la bonne valeur de  $\theta$  permettant un déroulement univoque. Une solution serait d'augmenter continûment l'angle d'inclinaison, mais cela multiplierait les acquisitions (N balayages circulaires).

Nous utilisons ici une méthode plus générale, analogue à la mesure bi-longueurs d'onde en interférométrie classique [33], mais dans notre cas, au lieu de contrôler les fréquences optiques de l'illumination, nous contrôlons les fréquences spatiales (spectre angulaire). La figure 9 (tirets bleus) montre un profil reconstruit avec 40 holo-

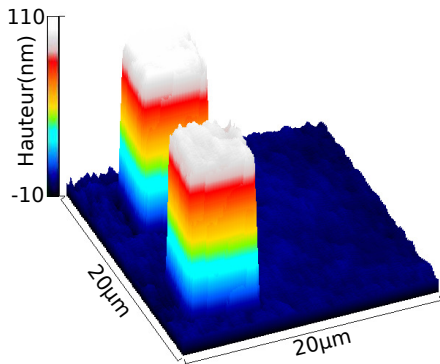


FIGURE 8. Mire de test VLSI, de hauteur 100 nm, imagée par balayage circulaire ( $|k_{iz}|$  constant,  $\theta = 40^\circ$ ).

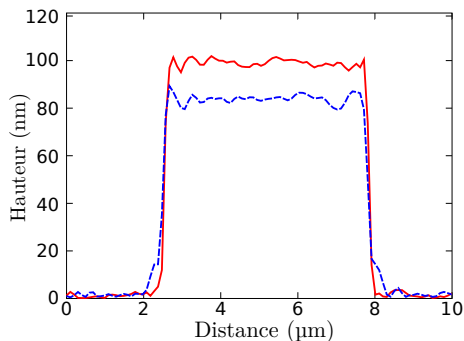


FIGURE 9. Mesure de hauteur sur la mire VLSI. En tirets bleus : échec du déroulement entraînant une sous estimation de la hauteur. Courbe rouge : valeur correcte estimée par double mesure.

grammes et un angle d'illumination de  $12^\circ$ . La modulation par  $k_{iz}$  est trop faible, et la hauteur déduite, incorrecte. La courbe rouge sur la figure 9 montre le profil reconstruit en utilisant des mesures à  $12^\circ$  et  $40^\circ$ , qui permettent de dérouler correctement la phase. La hauteur trouvée est alors correcte.

Le déroulement de phase est donc facilité par le contrôle de l'angle d'illumination. La technique est pour l'instant limitée aux échantillons minces : l'épaisseur de l'échantillon est ici sous la profondeur de champ de l'objectif. Des échantillons plus épais peuvent être étudiés en augmentant la longueur d'onde d'observation, ou en diminuant l'ouverture numérique, mais au détriment de la résolution. Le mosaïquage d'image 3D pourrait être une alternative pour l'observation de ce type d'échantillons, en conservant la haute résolution.

#### 4.D. Imagerie cohérente à haute résolution : intérêt d'une rétropropagation

Si la profilométrie utilise les composantes spéculaires, nous avons vu (Section 2) que le même ensemble d'hologrammes permet de réaliser l'image de la partie (faiblement) diffractive de l'échantillon en synthèse 2D. De la même façon, en associant une rétropropagation à la synthèse d'ouverture, la microscopie tomographique

diffractive permet d'imager les objets avec une haute résolution 3D, sous les hypothèses restrictives requises par l'approximation de Born (objets faiblement diffractants) [20, 21, 34]. Nous illustrons ici la capacité en résolution de la MTD en réflexion sur la surface réfléchissante d'un disque Blu-ray, en montrant l'intérêt de la rétropropagation sur un tel échantillon. En effet, cet objet présente des caractéristiques intéressantes permettant d'illustrer les avantages de la MTD comparée aux approches conventionnelles.

D'abord, les creux sont de petites dimensions : large de 130 nm, avec une longueur de 149 nm pour un CD mono ou double couche [35], sous la résolution conventionnelle d'un microscope à champ large ( $\lambda/2NA = 170$  nm dans notre cas). La distance entre ces creux est de 190 nm, proche de cette résolution et la distance entre les pistes est de 320 nm, supérieure à cette résolution. La surface est quasi plane, et la profondeur des marques est d'environ 60 nm (soit  $\lambda/4n$  avec  $n = 1.6117$ , l'indice de réfraction du polycarbonate [36] à  $\lambda = 405$  nm, longueur d'onde du Blu-ray).

La largeur des creux et leur séparation rendent la mise au point difficile. Cependant, un second avantage de la MTD est que les hologrammes n'ont pas besoin d'être tous acquis exactement au focus, car ils peuvent être rétropropagés : un critère de netteté peut alors être utilisé, comme le gradient absolu [37] ou même un simple critère d'extremum sur l'amplitude [38]. Après rétropropagation à la meilleure mise au point, les hologrammes sont fusionnés pour construire l'image synthétique. La figure 10 montre la surface d'un disque Blu-ray imagé par notre système. Remarquer que les cavités sont clairement identifiées, ce qui confirme la haute résolution atteignable par cette approche utilisant une procédure d'inversion linéaire. Une zone de  $2.5 \mu\text{m}$  par  $2.5 \mu\text{m}$  est montrée agrandie et comparée à la même échelle (bien que sur un endroit différent) à celle imagée par un AFM. La profondeur moyenne (sur 10 éléments) des cavités a été mesurée à  $48 \pm 5$  nm. Une telle profondeur n'est pas estimable par MTD, qui a une bonne résolution latérale, mais dont la *résolution* longitudinale est moins bonne que la *précision* de l'imagerie de phase. L'estimation de cette profondeur par imagerie de phase n'est cependant pas possible, car sur un élément aussi petit la diffraction domine et la phase mesurée n'est plus directement liée au profil de profondeur.

Afin d'obtenir une résolution plus élevée, cette surface devrait être reconstruite avec une méthode non linéaire, prenant en compte la nature métallique de la surface et mieux adapté à la finesse de la structure [39, 40]. Ces approches prometteuses sont pour l'instant restreintes à une classe limitée de très petits échantillons, à cause des difficultés numériques dans les algorithmes de reconstruction [40].

Noter enfin que notre système possède un champ de vision beaucoup plus large que ce genre de méthodes ou encore que l'AFM.

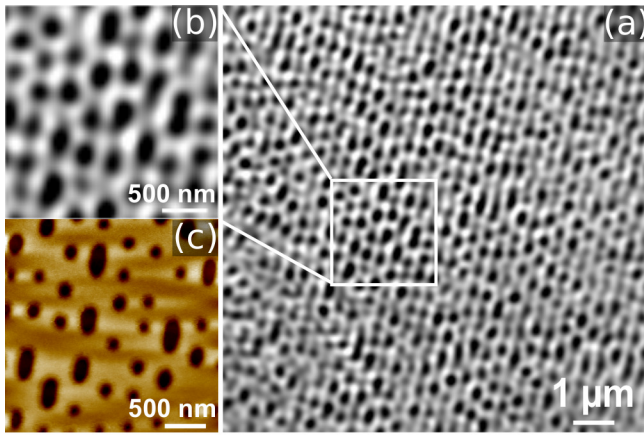


FIGURE 10. (a) : Image d'amplitude du Blu-ray observé par MTD. (b) : vue agrandie de (a), et (c) : image AFM du même disque, à la même échelle que (b). Noter que les deux zones ne se situe pas au même endroit.

## 5. Conclusion et perspectives

Nous avons développé un microscope tomographique diffractif en réflexion, présentant une résolution latérale améliorée, et permettant également d'imager en phase un objet, afin de profiter par *imagerie multimodale* de la bonne précision longitudinale de l'imagerie de phase sur des échantillons minces. Le MTD peut être également utilisé selon la profondeur pour des échantillons plus épais. Associé à un algorithme de compensation des aberrations, ce dispositif permet de réduire le bruit cohérent spatial, de faciliter le déroulement de phase et de relâcher les contraintes sur l'acquisition en refocalisant numériquement.

Pour les détails à la limite de la résolution, l'imagerie de phase est affectée par les effets diffractifs. De plus, des précautions doivent être prises en cas de réflexions multiples sur les échantillons métalliques. Les méthodes de reconstruction utilisées ici ne sont plus valides et un modèle plus complexe incluant ces effets devrait être utilisé : par exemple, une reconstruction itérative, basée sur la résolution rigoureuse de la diffraction. [41]. Les effets de polarisation devraient aussi être pris en compte dans de telles approches.

Pour les échantillons semi-transparents et diffractants, le couplage entre tomographie diffractive en transmission et en réflexion permettrait d'obtenir une résolution quasi isotrope [42]. Sur les échantillons biréfringents, le contrôle de la polarisation et de l'angle d'incidence de l'illumination permettrait de mesurer précisément les caractéristiques de ces objets [43].

Notre système pourrait aussi être intéressant pour l'étude de cellules en culture sur des surfaces (bio-films). En effet, les dommages photoinduits sur ce type d'échantillons sont un problème, même en l'absence de marquage fluorescent. Dans notre système, la densité de puissance sur l'échantillon a été estimée à environ  $0.5 \text{ mW.cm}^{-2}$ , or des valeurs du même ordre de grandeur

( $0.1 \text{ mW.cm}^{-2}$ ) sont compatibles avec l'imagerie de cellules vivantes [16]. Nous pensons donc qu'après optimisation, notre système présenterait un réel intérêt pour les échantillons biologiques.

L'observation de films minces pourrait aussi bénéficier de cette technique. Alors que l'ellipsométrie permet des mesures très précises de l'épaisseur et de l'indice de réfraction d'échantillons multicouches, les mesures de la rugosité locale ou des défauts requièrent des informations complémentaires. En général, la recherche sur les traitements de surface pourrait donc aussi bénéficier de ce type de mesures : voir par exemple l'étude des mécanismes d'usure de films minces protecteurs en microtribologie [44]. Enfin, ce système pourrait également s'avérer utile pour l'inspection à haute résolution des systèmes micro-électroniques.

Les auteurs remercient chaleureusement Laurent Vona (IS2M-Mulhouse) pour les images Blu-ray.

## Références

- [1] B. Kemper and G. von Bally, "Digital holographic microscopy for live cell applications and technical inspection," *Applied Optics* **47**, A52–A61 (2008).
- [2] J. Goodman, *Introduction to Fourier optics* (McGraw-hill, 2008).
- [3] J. H. Massig, "Digital off-axis holography with a synthetic aperture," *Optics Letters* **27**, 2179–2181 (2002).
- [4] C. Liu, Z. Liu, F. Bo, Y. Wang, and J. Zhu, "Super-resolution digital holographic imaging method," *Applied Physics Letters* **81**, 3143–3145 (2002).
- [5] M. Paturzo, F. Merola, S. Grilli, S. De Nicola, A. Finizio, and P. Ferraro, "Super-resolution in digital holography by a two-dimensional dynamic phase grating," *Optics Express* **16**, 17107–17118 (2008).
- [6] V. Mico, Z. Zalevsky, P. García-Martínez, and J. García, "Synthetic aperture superresolution with multiple off-axis holograms," *Journal of the Optical Society of America A* **23**, 3162–3170 (2006).
- [7] F. Charrière, A. Mariani, F. Montfort, J. Kuehn, T. Colomb, E. Cucho, P. Marquet, and C. Depeursing, "Cell refractive index tomography by digital holographic microscopy," *Optics Letters* **31**, 178–180 (2006).
- [8] T. R. Hillman, T. Gutzler, S. A. Alexandrov, and D. D. Sampson, "High-resolution, wide-field object reconstruction with synthetic aperture fourier holographic optical microscopy," *Optics Express* **17**, 7873–7892 (2009).
- [9] S. A. Alexandrov, T. R. Hillman, T. Gutzler, and D. D. Sampson, "Synthetic aperture fourier holographic optical microscopy," *Physical Review Letters* **97**, 168102 (2006).
- [10] X. Chen and S. Brueck, "Imaging interferometric lithography : approaching the resolution limits of optics," *Optics Letters* **24**, 124–126 (1999).
- [11] J. R. Price, P. R. Bingham, and C. Thomas Jr, "Improving resolution in microscopic holography by computationally fusing multiple, obliquely illuminated object waves in the fourier domain," *Applied Optics* **46**, 827–833 (2007).
- [12] J. Bühl, H. Babovsky, A. Kiessling, and R. Kowarschik, "Digital synthesis of multiple off-axis holograms with overlapping fourier spectra," *Optics Communications* **283**, 3631–3638 (2010).

- [13] M. Debailleul, B. Simon, V. Georges, O. Haeberlé, and V. Lauer, “Holographic microscopy and diffractive microtomography of transparent samples,” *Measurement Science and Technology* **19**, 074009 (2008).
- [14] B. Simon, M. Debailleul, V. Georges, V. Lauer, and O. Haeberlé, “Tomographic diffractive microscopy of transparent samples,” *European Physical Journal. Applied Physics* **44**, 29 (2008).
- [15] Y. Sung, W. Choi, C. Fang-Yen, K. Badizadegan, R. R. Dasari, and M. S. Feld, “Optical diffraction tomography for high resolution live cell imaging,” in “Novel Techniques in Microscopy,” (Optical Society of America, 2009).
- [16] Y. Cotte, F. Toy, P. Jourdain, N. Pavillon, D. Boss, P. Magistretti, P. Marquet, and C. Depeursinge, “Marker-free phase nanoscopy,” *Nature Photonics* (2013).
- [17] S. Vertu, J. Flügge, J.-J. Delaunay, and O. Haeberlé, “Improved and isotropic resolution in tomographic diffractive microscopy combining sample and illumination rotation,” *Central European Journal of Physics* **9**, 969–974 (2011).
- [18] W. Gorski and W. Osten, “Tomographic imaging of photonic crystal fibers,” *Optics Letters* **32**, 1977–1979 (2007).
- [19] D. Malacara, *Optical shop testing*, vol. 59 (Wiley-Interscience, 2007).
- [20] M. Sarmis, B. Simon, M. Debailleul, B. Colicchio, V. Georges, J.-J. Delaunay, and O. Haeberlé, “High resolution reflection tomographic diffractive microscopy,” *Journal of Modern Optics* **57**, 740–745 (2010).
- [21] B. Simon, M. Debailleul, A. Beghin, Y. Tourneur, and O. Haeberlé, “High resolution tomographic diffractive microscopy of biological samples,” *Journal of Biophotonics* **3**, 462 (2010).
- [22] J. Kühn, F. Charrière, T. Colomb, E. Cuche, F. Montfort, Y. Emery, P. Marquet, and C. Depeursinge, “Axial sub-nanometer accuracy in digital holographic microscopy,” *Measurement Science and Technology* **19**, 074007 (2008).
- [23] A. Stadelmaier and J. H. Massig, “Compensation of lens aberrations in digital holography,” *Optics Letters* **25**, 1630 (2000).
- [24] W. Qu, C. Choo, V. Singh, Y. Yingjie, and A. Asundi, “Quasi-physical phase compensation in digital holographic microscopy,” *Journal of the Optical Society of America* **26**, 2005–2011 (2009).
- [25] P. Ferraro, S. De Nicola, A. Finizio, G. Coppola, S. Grilli, C. Magro, and G. Pierattini, “Compensation of the inherent wave front curvature in digital holographic coherent microscopy for quantitative phase-contrast imaging,” *Applied Optics* **42**, 1938–1946 (2003).
- [26] T. Colomb, E. Cuche, F. Charrière, J. Kühn, N. Aspert, F. Montfort, P. Marquet, and C. Depeursinge, “Automatic procedure for aberration compensation in digital holographic microscopy and applications to specimen shape compensation,” *Applied Optics* **45**, 851–863 (2006).
- [27] F. Charrière, T. Colomb, F. Montfort, E. Cuche, P. Marquet, and C. Depeursinge, “Shot-noise influence on the reconstructed phase image signal-to-noise ratio in digital holographic microscopy,” *Applied Optics* **45**, 7667–7673 (2006).
- [28] X. Kang, “An effective method for reducing speckle noise in digital holography,” *Chinese Optics Letters* **6**, 100–103 (2008).
- [29] G. Parry and J. Dainty, “Laser speckle and related phenomena,” *Topics in Applied Physics Series* (Springer-Verlag, Berlin, 1984) **9** (1975).
- [30] L. Rong, W. Xiao, F. Pan, S. Liu, and R. Li, “Speckle noise reduction in digital holography by use of multiple polarization holograms,” *Chinese Optics Letters* **8**, 653–655 (2010).
- [31] P. Bon, G. Maucort, B. Wattellier, and S. Monneret, “Quadriwave lateral shearing interferometry for quantitative phase microscopy of living cells,” *Optics Express* **17**, 13080–13094 (2009).
- [32] Z. Duan, Y. Miyamoto, and M. Takeda, “Dispersion-free absolute interferometry based on angular spectrum scanning,” *Optics Express* **14**, 655–663 (2006).
- [33] K. Creath, “Step height measurement using two-wavelength phase-shifting interferometry,” *Applied Optics* **26**, 2810–2816 (1987).
- [34] M. Debailleul, V. Georges, B. Simon, R. Morin, and O. Haeberlé, “High-resolution three-dimensional tomographic diffractive microscopy of transparent inorganic and biological samples,” *Optics Letters* **34**, 79–81 (2009).
- [35] “White paper blu-ray disc format 3rd edition,” (2012). [Http://blu-raydisc.com/](http://blu-raydisc.com/).
- [36] “Refractive index database,” (2013). [Http://refractiveindex.info](http://refractiveindex.info).
- [37] P. Langehanenberg, B. Kemper, D. Dirksen, and G. Von Bally, “Autofocusing in digital holographic phase contrast microscopy on pure phase objects for live cell imaging,” *Applied Optics* **47**, D176–D182 (2008).
- [38] F. Dubois, C. Schockaert, N. Callens, and C. Yourasowsky, “Focus plane detection criteria in digital holography microscopy by amplitude analysis,” *Optics Express* **14**, 5895–5908 (2006).
- [39] G. Maire, F. Drsek, J. Girard, H. Giovannini, A. Talneau, D. Konan, K. Belkebir, P. C. Chaumet, and A. Sentenac, “Experimental demonstration of quantitative imaging beyond abbe’s limit with optical diffraction tomography,” *Physical Review Letters* **102**, 213905 (2009).
- [40] G. Maire, Y. Ruan, T. Zhang, P. C. Chaumet, H. Giovannini, D. Sentenac, A. Talneau, K. Belkebir, and A. Sentenac, “High-resolution tomographic diffractive microscopy in reflection configuration,” *Journal of the Optical Society of America A* **30**, 2133–2139 (2013).
- [41] S. Arhab, G. Soriano, K. Belkebir, A. Sentenac, and H. Giovannini, “Full wave optical profilometry,” *Journal of the Optical Society of America A* **28**, 576–580 (2011).
- [42] V. Lauer, “New approach to optical diffraction tomography yielding a vector equation of diffraction tomography and a novel tomographic microscope,” *Journal of Microscopy* **205**, 165–176 (2002).
- [43] Y. Kim, J. Jeong, J. Jang, M. W. Kim, and Y. Park, “Polarization holographic microscopy for extracting spatiotemporally resolved jones matrix,” *Optics Express* **20**, 9948–9955 (2012).
- [44] H. Hui, J. Bailleul, B. Simon, M. Debailleul, P. Henry, M.-J. Pac, and O. Haeberlé, “Tomographic diffractive microscopy and multiview profilometry,” in “Focus on Microscopy 2013,” (2013), p. 155. [Http://www.focusonmicroscopy.org/2013/index.html](http://www.focusonmicroscopy.org/2013/index.html).