



Vers l'optique de Fourier digitale - Du plan de Fourier à l'imagerie

Date de publication :
10 janvier 2019

Cet article est issu de : **Électronique - Photonique | Optique Photonique**

par **Christophe LABBÉ, Benoît PLANCOULAINE**

Mots-clés
contraste de phase |
interférométrie | filtrage
optique | speckle | stroboscopie |
hologramme | digitale |
reconnaissance de caractères

Résumé Dans cet article, l'optique de Fourier est consacrée à l'étude de deux familles d'exemples : la première autour d'applications analogiques telles que le filtrage, le contraste de phase ou l'interférométrie de speckle et la seconde autour d'applications digitales pour des dispositifs plus sophistiqués exploitant des calculateurs, telles que la microscopie à contraste interférentiel différentiel à orientation indépendante et l'holographie numérique.

Keywords
phase contrast | interferometry
| optical filtering | speckle |
stroboscopy | homogram | digital
| character recognition

Abstract In this paper, the Fourier's optics is devoted to the study of two example types: the first one around the analog applications such as filtering, phase contrast or speckle interferometry and the second type around the digital applications such as the orientation-independent differential interference contrast microscopy and the digital holography.

Pour toute question :
Service Relation clientèle
Techniques de l'Ingénieur
Immeuble Pleyad 1
39, boulevard Ornano
93288 Saint-Denis Cedex

Par mail :
infos.clients@teching.com
Par téléphone :
00 33 (0)1 53 35 20 20

Document téléchargé le : **03/02/2020**

Pour le compte : **7200029571 - univ mouloud mammeri tizi ouzou // bu9 SNDL // 193.194.82.178**

Vers l'optique de Fourier digitale

Du plan de Fourier à l'imagerie

par **Christophe LABBÉ**

Maître de conférences à l'Université de Caen

Normandie Univ., UNICAEN, IUT de Caen, Département Mesures Physiques, Caen, France

Normandie Univ., ENSICAEN, UNICAEN, CEA, CNRS, CIMAP Caen, France

et **Benoît PLANCOULAIN**

Maître de conférences à l'Université de Caen

Normandie Univ., UNICAEN, IUT de Caen, Département Mesures Physiques, Caen, France

Normandie Univ., UNICAEN, INSERM, ANTICIPE, Caen, France

Faculty of Medecine, Vilnius University, Vilnius, Lituanie

| | | |
|--|--------------|-----|
| 1. Optique de Fourier | E 4 151 | - 2 |
| 1.1 Mode écriture du plan de Fourier | — | 2 |
| 1.2 Mode lecture du plan de Fourier | — | 3 |
| 1.3 Mode écriture-lecture du plan de Fourier | — | 5 |
| 2. Applications d'optique analogique | — | 6 |
| 2.1 Application analogique en exposition unique..... | — | 6 |
| 2.2 Application analogique en exposition multiple..... | — | 12 |
| 2.3 Application analogique utilisant les deux types d'expositions..... | — | 14 |
| 3. Applications d'optique digitale | — | 16 |
| 3.1 Application digitale en exposition unique | — | 16 |
| 3.2 Application digitale en exposition multiple | — | 20 |
| 4. Conclusion | — | 25 |
| 5. Glossaire | — | 26 |
| 6. Sigles | — | 26 |
| Pour en savoir plus | Doc. E 4 151 | |

L'article « Vers l'optique de Fourier digitale – De la diffraction au plan de Fourier... » [E 4 150] pose le contexte de l'optique de Fourier sur la base de laquelle a été étudiée plusieurs dispositifs d'interférences par des ouvertures.

Après un bref rappel des notions de base de l'optique de Fourier, ce présent article regroupe sous forme du mode d'écriture et de lecture des applications potentielles de l'optique de Fourier afin de mieux les identifier. Il aborde notamment la notion de composantes fréquentielles (des basses aux hautes fréquences) dans le plan de Fourier et les notions de filtrage de ces fréquences spatiales.

Les applications d'optique de Fourier analogiques, en exposition dite unique sont ensuite naturellement décrites avec les différents filtrages classiques existants, tels que le filtrage en amplitude passe-bas, passe-bande, passe-haut, et le filtrage de phase comme le contraste de phase. Puis, quelques applications interférométriques en expositions dites multiples sont abordées, telles que la mesure d'écartement d'étoile double par speckle et l'holographie de Fourier analogique pour faire le lien avec l'holographie de Fresnel.

En suivant la même logique, l'optique de Fourier digitale est introduite en exposition unique pour le microscope à contraste de phase différentiel à ori-

tation indépendante. L'holographie digitale est ensuite présentée à travers l'optique de Fresnel pour les applications en expositions multiples, telles que la conception d'hologrammes numériques, la restitution d'objets virtuels en trois dimensions, ou l'interférométrie améliorées par les moyens de calcul actuels. Cette ouverture au monde numérique de l'optique est très certainement un enjeu majeur.

Le lecteur trouvera en fin d'article un glossaire et un tableau des sigles utilisés.

1. Optique de Fourier

1.1 Mode écriture du plan de Fourier

1.1.1 Réalisation expérimentale du mode écriture

L'article [E 4 150] est consacré à une description théorique et pratique de l'optique de Fourier, tout en évoquant l'optique de Fourier analogique et digitale. Cette description permet la réalisation technique du plan de Fourier et l'illustration du passage du domaine spatial $M(x, y)$ au domaine fréquentiel $P(u, v)$ à l'aide d'une transformée de Fourier réalisée par une lentille (figure 1).

En effet, un objet est caractérisé par sa transmittance t_M , définissant la capacité à laisser passer la lumière et qui rappelle, dans notre exemple, un certain personnage. L'amplitude de la lumière à la sortie du plan objet s'exprime alors par $\psi_M = \psi_0 \cdot t_M$, où ψ_0 est l'amplitude de la source. Lors de l'éclairage de cet objet dans le plan focal objet de la lentille, une image peut être recueillie dans le plan de Fourier (plan focal image), qui se décrit à l'aide des

composantes fréquentielles (u, v) . L'amplitude dans le plan de Fourier s'exprime sous la forme :

$$\psi_P = TF[\psi_M] = \psi_0 \cdot TF[t_M] = \psi_0 \cdot T(u, v)$$

1.1.2 Composantes fréquentielles du plan de Fourier

Les composantes fréquentielles dans le plan de Fourier ont été calculées [1] à partir de la fonction de transmittance obtenue par photographie du personnage (figure 2).

Le plan de Fourier s'apparente à une nouvelle organisation des points de l'objet tel un histogramme bidimensionnel. Toutes les gammes de fréquence spatiale sont représentées (figure 2) :

- les basses fréquences (BF) pour les points au centre, associées aux **faibles variations d'amplitude** tels les aplats ;
- les hautes fréquences (HF) pour les points en périphérie, associées aux **fortes variations d'amplitude** telles les zones à fort contraste.

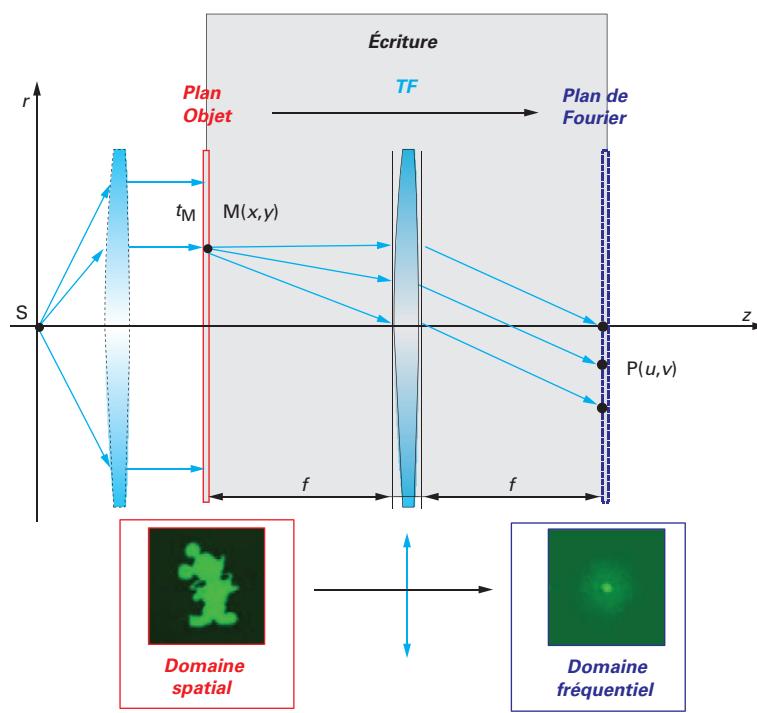


Figure 1 – Passage du domaine spatial au fréquentiel : mode écriture

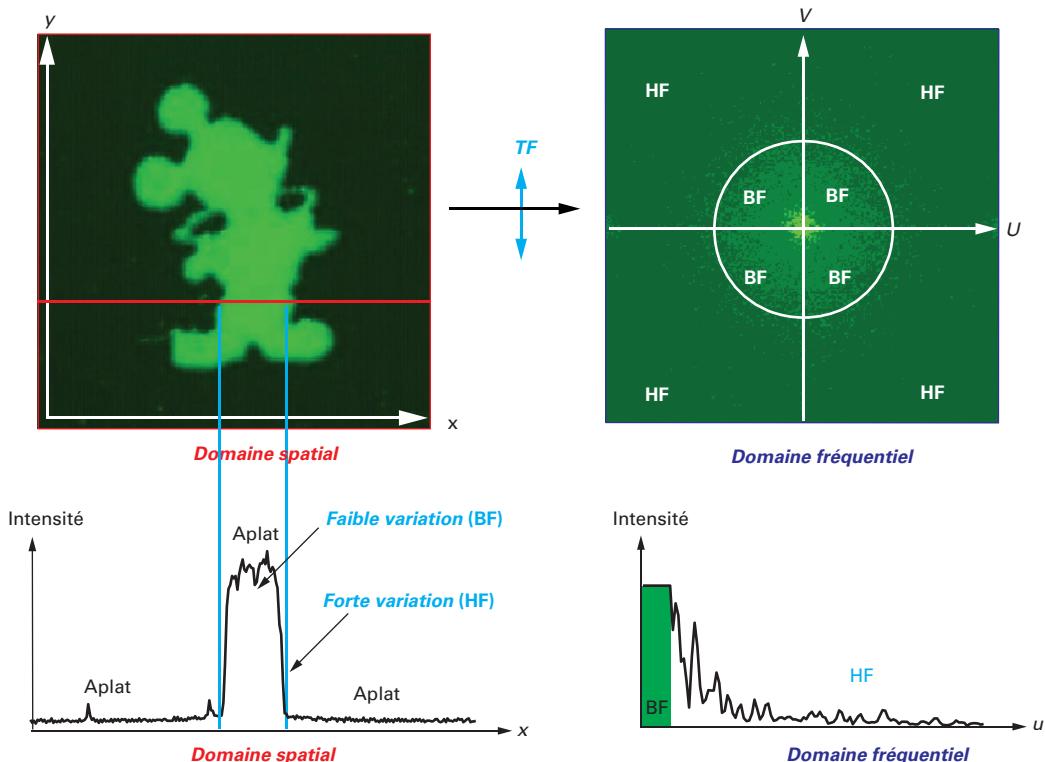


Figure 2 – Objet dans le domaine spatial et son image simulée générée dans le domaine fréquentiel

1.2 Mode lecture du plan de Fourier

1.2.1 Réalisation expérimentale du mode lecture

L'histogramme bidimensionnel peut être lu afin de reconstruire l'image initiale. Ainsi, à l'aide d'une source S et d'une lentille pour générer une nouvelle TF, l'image initiale inversée (encadré 1) apparaît avec quelques défauts dus à la retranscription par la lentille (figure 3).

1.2.2 Reconstruction à partir des composantes fréquentielles

Pour saisir l'influence de chaque composante fréquentielle dans le domaine spatial, un couple de points $P_1(u, v)$ et $P_2(-u, -v)$ est choisi dans le plan de Fourier (figure 4).

Le domaine fréquentiel représenté par son spectre en intensité contient trois points :

- le point central qui est la composante continue donnant la luminosité de l'image reconstruite ;
- les deux points P_1 et P_2 symétriques l'un de l'autre par rapport à l'origine représentant la composante donnant la fréquence des oscillations dans cette même image.

Le rapprochement croissant dans le domaine fréquentiel par rapport à l'origine place ces deux points de la zone des hautes fréquences (HF) vers celles des basses fréquences (BF) (§ 1.1.2). Ainsi,

Encadré 1 : Plan de Fourier vide

L'amplitude ψ_P en un foyer secondaire $P(u, v)$ du plan de Fourier se calcule à partir de l'amplitude ψ_M des points de l'objet $M(x, y)$ selon la transformation de Fourier :

$$\psi_P = \int \int_{\Sigma} \psi_M \cdot e^{-i \cdot 2\pi(x \cdot u + y \cdot v)} \cdot dx \cdot dy$$

De même, l'amplitude $\psi_{M'}$ au point $M'(x', y')$ de l'image se calcule à partir de l'amplitude d'un foyer secondaire du plan de Fourier selon :

$$\psi_{M'} = \int \int_{\mathbb{R}^2} \psi_P \cdot e^{-i \cdot 2\pi(x' \cdot u + y' \cdot v)} \cdot du \cdot dv$$

Le remplacement de l'expression ψ_P donne :

$$\psi_{M'} = \int \int_{\Sigma} \psi_M \cdot \left[\int \int_{\mathbb{R}^2} e^{-i \cdot 2\pi \cdot ((x' + x) \cdot u + (y' + y) \cdot v)} \cdot du \cdot dv \right] \cdot dx \cdot dy$$

soit en introduisant la distribution δ de Dirac :

$$\psi_{M'} = \int \int_{\Sigma} \psi_M \cdot \delta(x' + x, y' + y) \cdot dx \cdot dy$$

Ainsi $x' = -x$ et $y' = -y$, l'image de l'objet est simplement inversée.

au fur et à mesure de ce rapprochement, les oscillations dans le domaine spatial deviennent de plus en plus « lentes ».

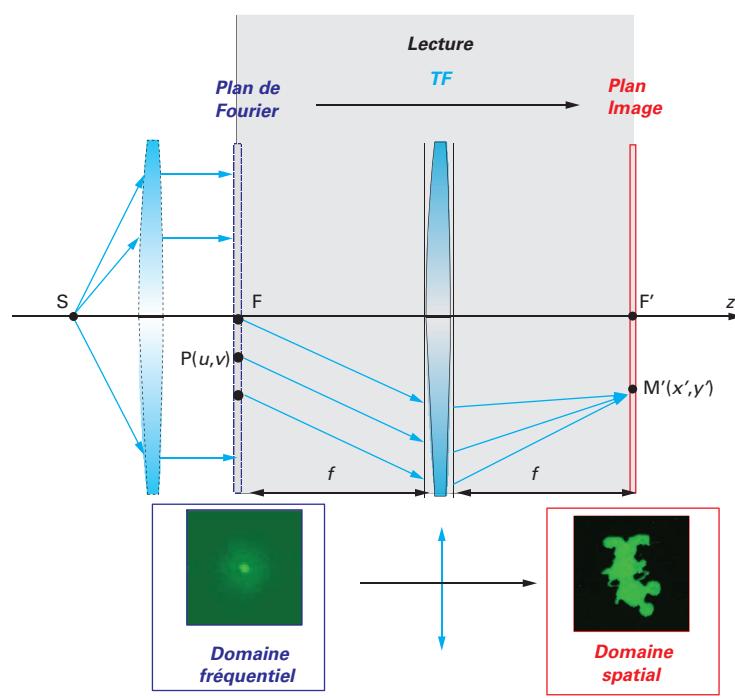


Figure 3 – Passage du domaine fréquentiel au domaine spatial correspondant au mode lecture avec les images simulées

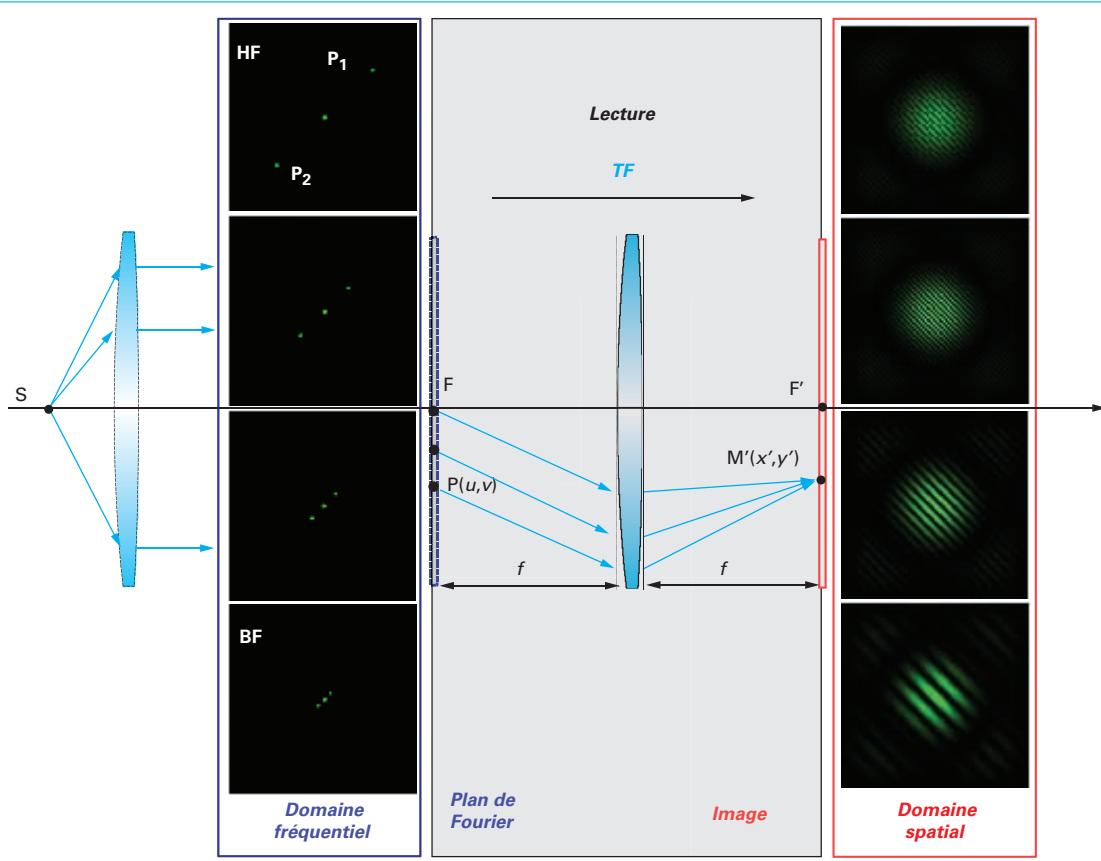


Figure 4 – Simulation dans le domaine spatial à partir des composantes fréquentielles sélectionnées

1.3 Mode écriture-lecture du plan de Fourier

Les deux blocs d'écriture et de lecture peuvent être employés ensemble ou séparément suivant les applications rencontrées :

- **ensemble**, pour une exposition unique de l'objet qui s'apparente à un mode d'écriture-lecture directe ;
- **séparément**, pour une exposition multiple d'objets qui s'apparentent à un mode d'écriture-lecture différée.

1.3.1 Exposition unique

L'exposition unique de l'objet permet un **mode d'écriture-lecture directe**. Cette dernière peut être réalisée au moyen d'un montage double diffraction, appelé « montage 4f » lorsque la distance focale deux lentilles est identique (figure 5).

Ainsi, le plan de Fourier est intercalé entre les deux lentilles convergentes qui réalisent successivement une transformée de Fourier (figure 5). L'image finale est directement obtenue. Ce montage peut être utilisé pour le filtrage d'images présenté par la suite (§ 2.1.1).

1.3.2 Expositions multiples

L'exposition multiple d'objets permet un **mode d'écriture-lecture différée**. En effet, plusieurs applications industrielles nécessitent de mémoriser les caractéristiques techniques de systèmes physiques pour leur étude de déplacement, d'écoulement d'un fluide en dynamique, de l'état d'une surface... Ainsi, les applications peuvent être cataloguées en deux groupes (figure 6) :

- celles qui se restreignent à l'étape d'écriture comme le **speckle** (§ 2.2.1, § 2.2.2). Pour ce groupe d'applications, un plan objet est fabriqué en amont par la sommation de l'intensité de plusieurs déplacements de l'objet. L'observation est effectuée dans le plan de Fourier (une mesure d'interfrange peut être réalisée par exemple pour remonter au déplacement de l'objet) ;

- celles qui se poursuivent jusqu'à l'étape de lecture, comme l'**holographie** (§ 2.3, § 3.2). Pour ce groupe d'applications, une ou plusieurs écritures en intensité dans le plan de Fourier sont directement sommées en utilisant généralement une source de référence (comme une onde plane par exemple). L'observation est alors effectuée dans le plan image, une scène en trois dimensions peut être reconstruite.

Dans ces deux groupes, différentes écritures se réalisent, soit par sommation de l'intensité lumineuse de chaque exposition à l'aide d'une plaque photographique, technique analogique la plus ancienne, soit par sommation informatique de la valeur des pixels à chaque exposition recueillie par un capteur CCD ou CMOS (§ 3).

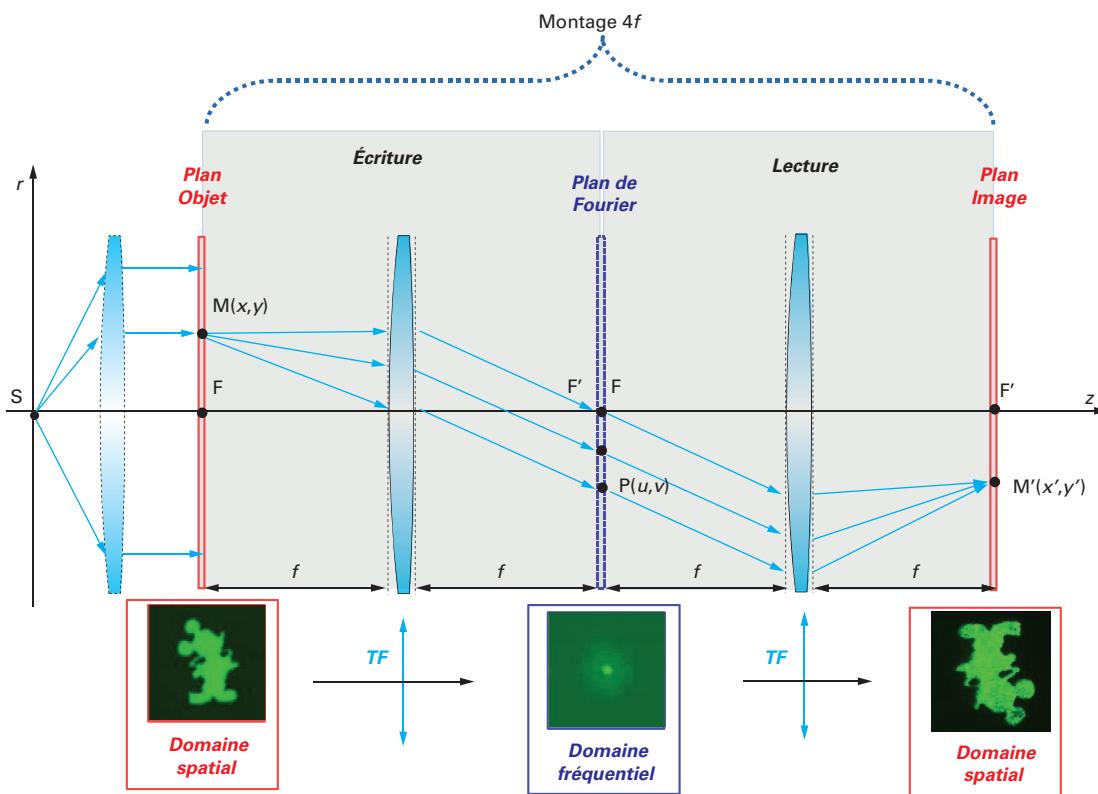
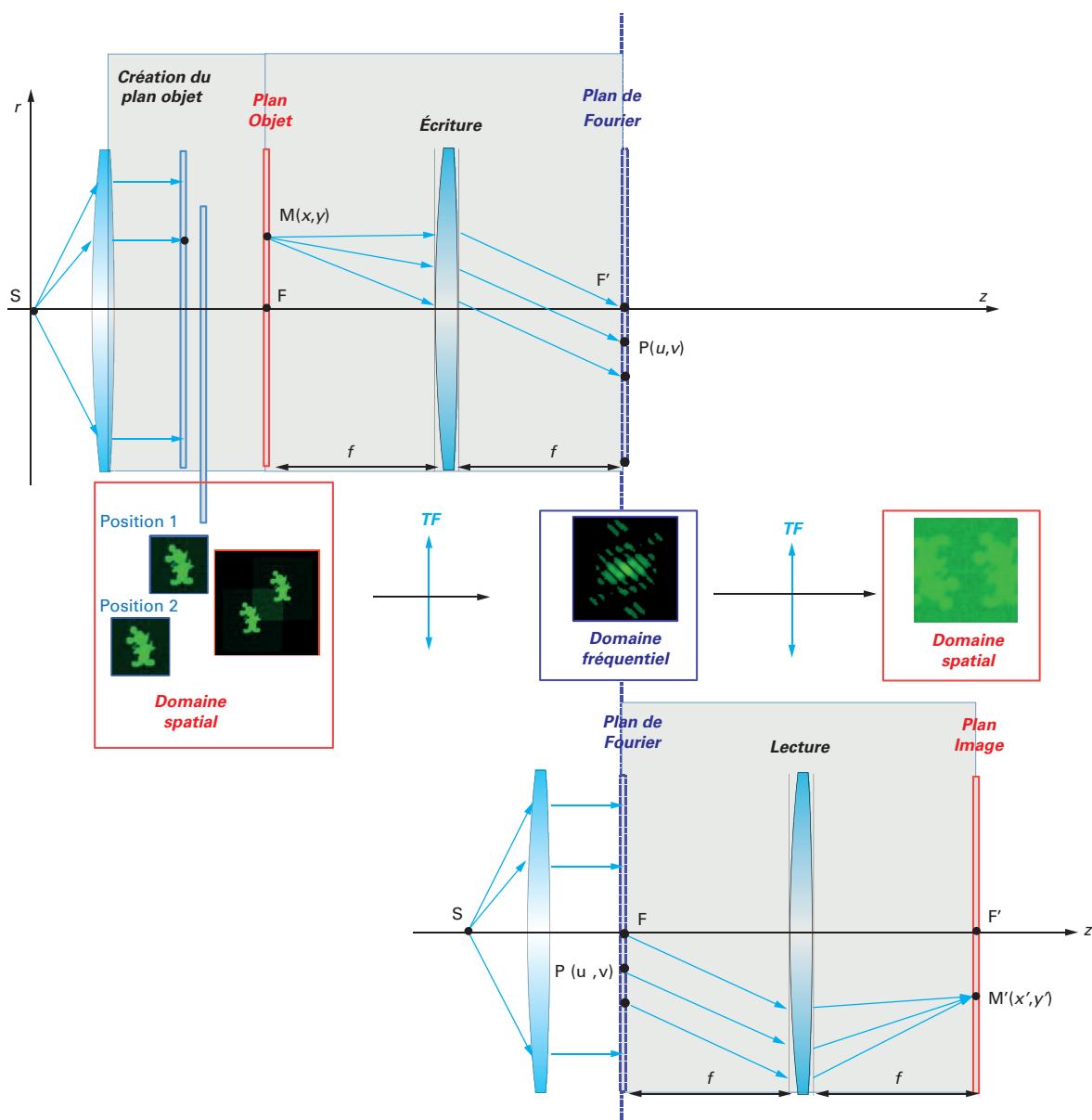


Figure 5 – Montage 4f



L'image finale illustre deux personnages dont l'un est reconstruit par convolution et l'autre par corrélation (encadré 3).

Figure 6 – Illustration d'une exposition multiple par décalage de position

2. Applications d'optique analogique

2.1 Application analogique en exposition unique

2.1.1 Principe du filtrage dans le plan de Fourier

D'après la figure 4, la sélection de fréquences spatiales particulières dans le plan de Fourier permet de faire apparaître dans le plan image des informations « cachées » de l'objet initial. Cette sélection s'opère à l'aide de filtres, caractérisés par leur fonction

de transfert $K_f(u, v)$ généralement à valeurs complexes. Cette analyse fréquentielle se révèle très efficace pour détecter une périodicité ou un réseau dans l'objet à analyser (§ 2.1.2.3).

Le principe du filtrage dans le plan de Fourier est de multiplier la TF de la transmittance t_M , appelée $T(u, v) = TF[t_M]$, par la fonction de transfert du filtre au point $P(u, v)$ (figure 7), soit :

$$T(u, v) \cdot K_f(u, v) = T'(u, v)$$

L'image $t_{M'}$ résultante, obtenue par la TF de $T'(u, v)$, est alors reconstruite dans le plan focal image de la deuxième lentille, soit :

$$t_{M'} = TF[T'(u, v)]$$

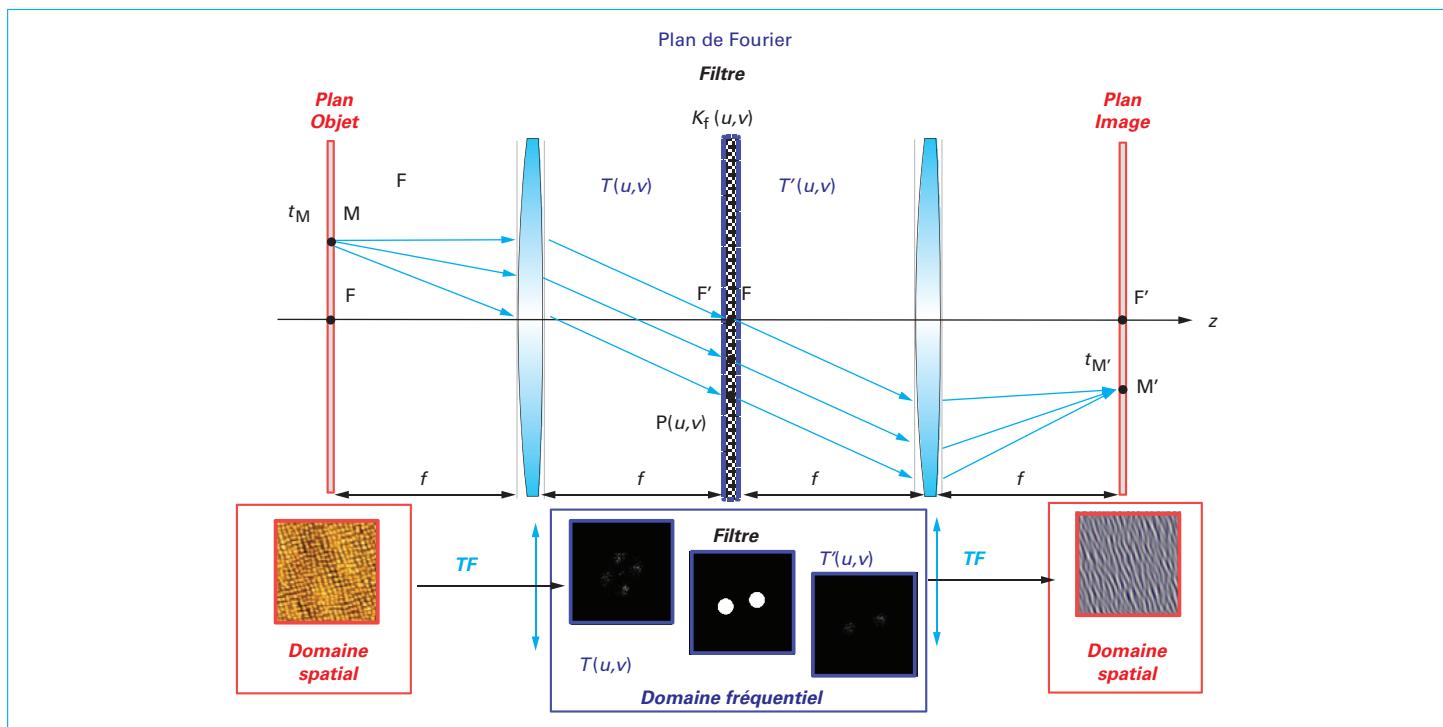


Figure 7 – Principe du filtrage des fréquences spatiales

Les filtres illustrés (tableau 1) sélectionnant les fréquences spatiales à l'aide de leur fonction de transfert $K_f(u, v)$ modifient l'amplitude et la phase des ondes lumineuses passant par le plan de Fourier. Ainsi, des applications diverses et variées sont possibles en mode écriture-lecture directe.

Les paragraphes suivants traitent cinq exemples de filtrage en amplitude, l'un atténuant les hautes fréquences spatiales et l'autre atténuant les basses fréquences spatiales.

2.1.2 Transmittance à valeurs réelles

2.1.2.1 Filtrage passe-bas

Les images de cette section sont obtenues par l'expérience, dont le principe est illustré en figure 7, et par le calcul (logiciel ImageJ). Dans un premier temps, la TF de l'objet initial a été réalisée (tableau 2).

Dans un deuxième temps, l'image est filtrée par un passe-bas à l'aide d'une réalisation technique précise [2]. Les images expérimentales et théoriques sont comparées afin de montrer leur bonne corrélation (tableau 3). Ce tableau illustre le principe d'un filtrage passe-bas et notamment l'influence de la réduction du diamètre d'une ouverture circulaire placée dans le plan de Fourier : plus le filtre est sélectif en BF, plus les HF disparaissent générant un flouage des bords de l'image, puisque ces derniers sont justement décrits par la HF (figure 2).

La majorité des systèmes optiques possède des lentilles et/ou des diaphragmes. La prise en compte de ces éléments, constituant des filtres passe-bas, est donc très importante, car leur influence est non négligeable sur l'image finale résultante (tableau 3).

2.1.2.2 Lissage d'images à l'aide d'un filtre passe-bas apodisé

Le lissage des images est souvent nécessaire avant tout autre traitement afin d'atténuer le bruit vu comme des variations brusques

Tableau 1 – Exemples de filtres utilisés dans cet article

| Exemples de filtres | Illustrations des filtres $K_f(u, v)$ | Applications |
|---|---------------------------------------|----------------------------|
| Passe-bas (§ 2.1.2.1) | | Lissage |
| Passe-bas apodisé (§ 2.1.2.2) | | Lissage graduel |
| Passe-bande (§ 2.1.2.3) | | Organisation fréquentielle |
| Passe-haut apodisé (§ 2.1.2.4) | | Strioscopie |
| Passe-haut et lame 1/4 d'onde (§ 2.1.4.2) | | Contraste de phase |

| Tableau 2 – Du domaine spatial au fréquentiel | | |
|--|---------------------------|---------------------|
| Spatial | Fréquentiel | |
| Objet initial | Expérimental $T(u, v)$ | Théorique $T(u, v)$ |
| | | |

ques en amplitude représentées en HF. Basé sur le principe du paragraphe 2.1.2.1, le lissage s'effectue simplement en occultant ces HF dans le plan de Fourier (figure 8).

Le bruit a été atténué en plaçant, dans le plan de Fourier, un filtre dont le facteur de transmission à symétrie de révolution décroît suivant un profil gaussien (filtre apodisé), qui favorise les basses fréquences au centre et qui atténue les hautes fréquences en périphérie. La figure 8 contient en haut à gauche l'image initiale bruitée ; en bas à gauche, l'image débarrassée de la trame d'imprimerie et à droite, les étapes de filtrage dans le plan de Fourier.

Tableau 3 – Images obtenues par filtrage passe-bas

| Fréquentiel | | Spatial | |
|--------------------|-------------------------------|---------------------|------------------|
| $T(u, v)$ | Filtre passe-bas $K_f(u, v)$ | Expérience $t_{M'}$ | Théorie $t_{M'}$ |
| | Sans filtre | | |
| | $\varnothing 3 \text{ mm}$ | | |
| | $\varnothing 2 \text{ mm}$ | | |
| | $\varnothing 1 \text{ mm}$ | | |
| | $\varnothing 0,5 \text{ mm}$ | | |
| | $\varnothing 0,2 \text{ mm}$ | | |
| | $\varnothing 0,1 \text{ mm}$ | | |
| | $\varnothing 0,05 \text{ mm}$ | | |

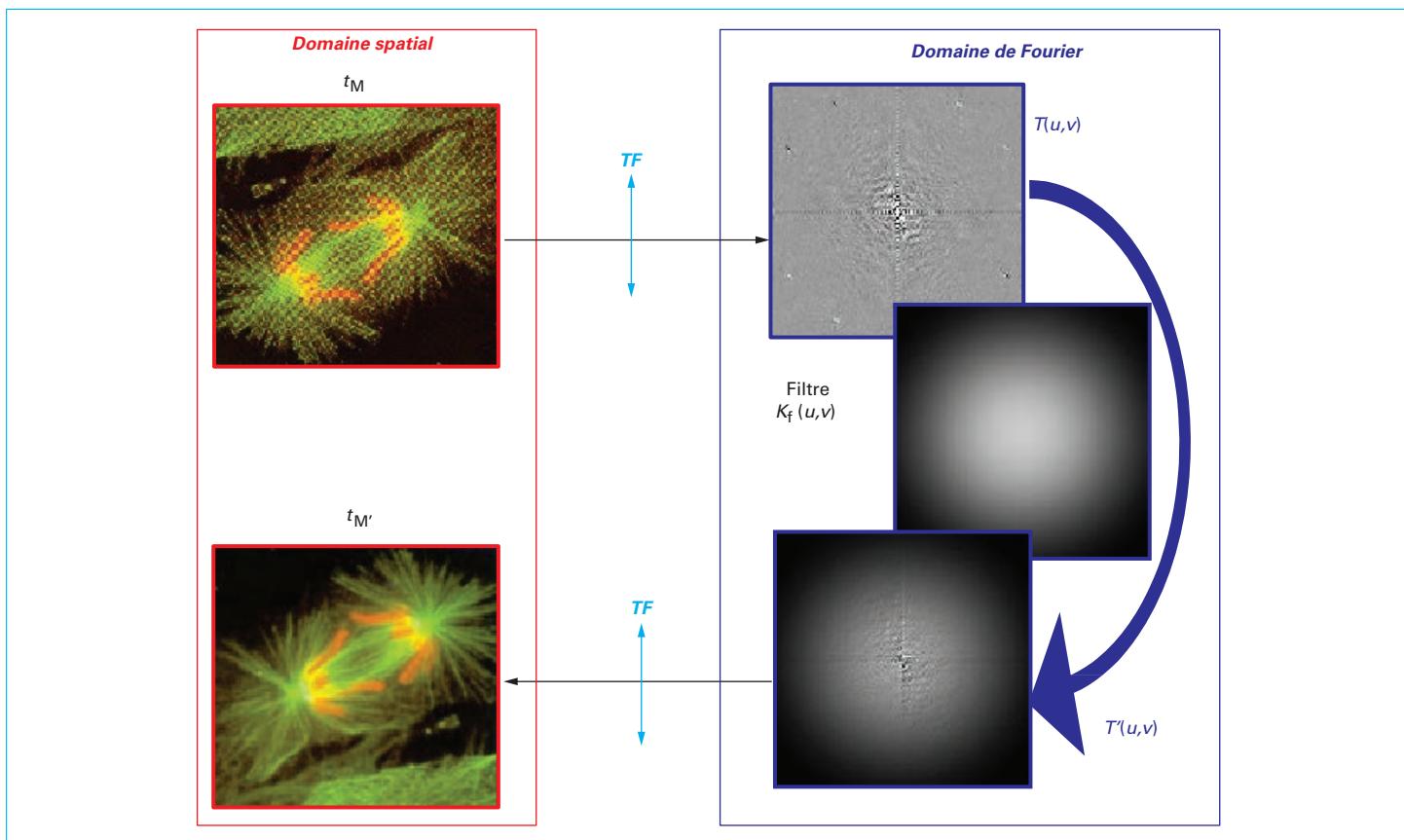


Figure 8 – Lissage d'une image de mitose (crédits : revue Microscopy and Analysis)

2.1.2.3 Filtrage passe-bande

Le filtrage passe-bande est un filtre sélectionnant des composantes de fréquences intermédiaires dans le plan de Fourier. Ainsi, il est possible de faire apparaître une organisation de structures périodiques de l'objet. Un exemple est proposé à travers une image AFM représentant l'objet initial t_M formée de boîtes quantiques (BQ) non recouvertes (figure 9).

Dans le plan de Fourier, $T(u, v)$ présente deux groupes de deux taches symétriques par rapport au centre, caractérisant deux périodicités différentes :

- un premier filtre constitué de deux cercles traversés par un axe incliné à 14° isole le premier groupe de taches. Ainsi, dans le plan focal image de la deuxième lentille, un phénomène périodique ayant la même direction, est observé pour t_{M1} (figure 9a) ;
- un deuxième filtre, cette fois-ci incliné à 102°, isole le deuxième groupe de taches et fait apparaître un phénomène périodique ayant la même direction pour t_{M2} (figure 9b).

Les maxima d'intensité pour les deux images filtrées t_{M1} et t_{M2} obtenus selon une procédure de traitement d'images sont superposables à l'objet initial t_M , afin de faire apparaître l'organisation surfacique des BQ sous forme de deux réseaux maillés (figure 10).

2.1.2.4 Strioscopie

La strioscopie est une technique qui permet de masquer un éclairage uniforme dissimulant un phénomène optique telles les variations de l'indice de réfraction dans un liquide ou dans l'air. Le mode d'écriture-lecture directe permet de faire ressortir le phénomène à observer (figure 5). Comme l'éclairage est très faiblement variable sur la surface de l'objet, des points de forte intensité sur

l'histogramme $T(u, v)$ apparaissent dans la zone de BF. Ainsi, l'éclairage uniforme est atténué en plaçant un filtre spatial dans le plan de Fourier, réalisé au moyen d'une simple lame de verre fumée en son centre, soit un passe-haut apodisé (figure 11).

La figure 11 montre sur la gauche, l'image t_M originale masquée par un halo lumineux blanchâtre (figure 11a) et l'image $t_{M'}$ filtrée, plus contrastée (figure 11b), ainsi que sur la droite le filtrage dans le plan de Fourier. Le filtre est de type gaussien à symétrie de révolution avec un profil en amplitude croissant du centre vers la périphérie favorisant les HF.

2.1.3 Synthèse vue de différents domaines

Les exemples vus jusqu'à présent ne sont que le reflet fréquentiel d'expériences qui se déroulent dans l'espace physique. Cependant, ces opérations dans le domaine fréquentiel se formulent par des produits de convolution dans le domaine spatial (encadré 3). Cette dualité domaine fréquentiel-spatial est illustrée sur la figure 12.

2.1.4 Transmittance à valeurs complexes

2.1.4.1 Conséquences spectrales selon la nature de la transmittance

La transmittance est modélisée par des fonctions à valeurs réelles ou complexes.

Lorsque la transmittance est une fonction à valeur réelle, comme pour les exemples vus précédemment, le spectre en intensité dans

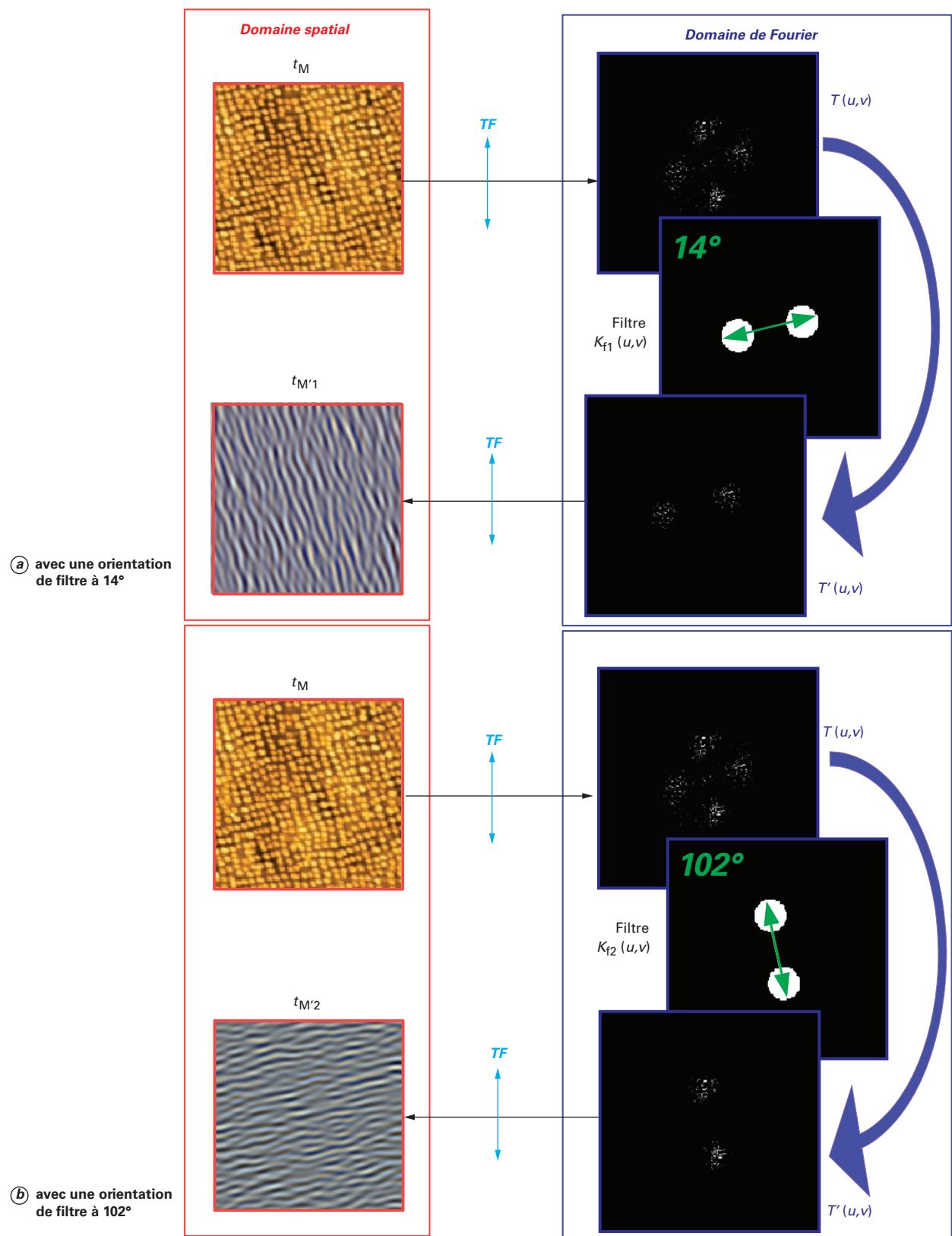


Figure 9 – Recherche de périodicités pour un réseau de boîtes quantiques InAs/InP (5 plans de boîtes quantiques de 2,1 monocouches de InAs sur Q1,18/InP(113)B) (crédits : UMR Foton-INSA de Rennes)

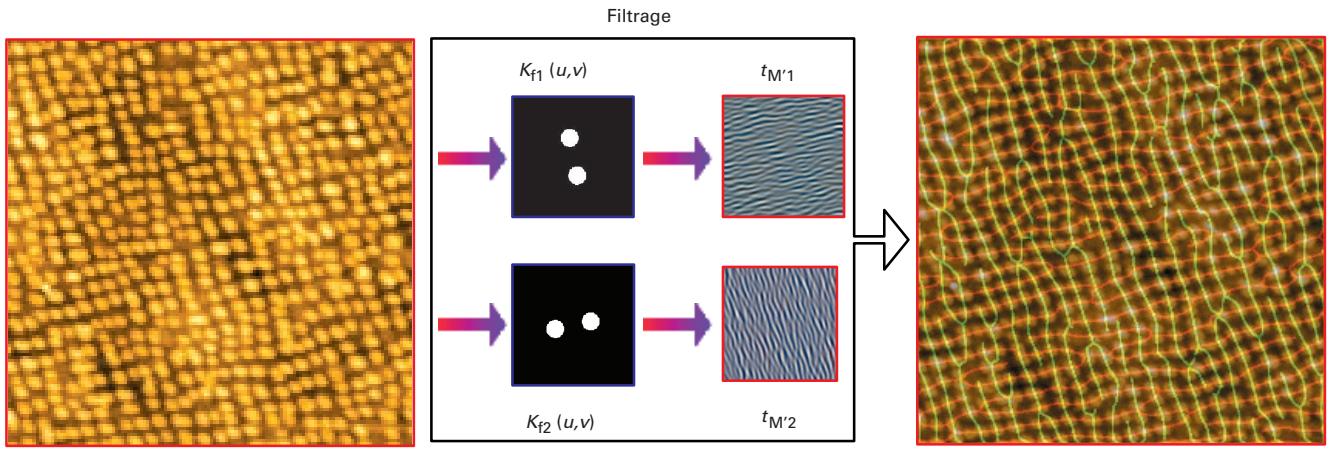


Figure 10 – Mise en évidence de deux réseaux périodiques de boîtes quantiques par filtrage spatial

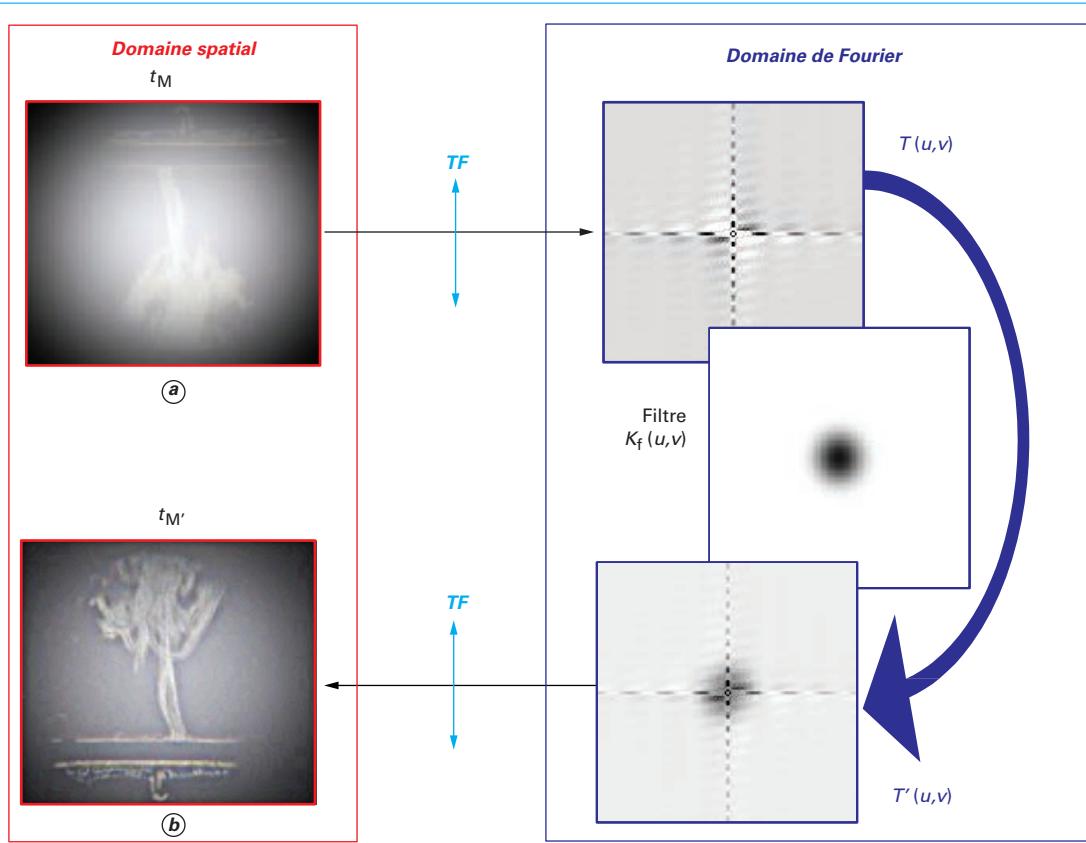


Figure 11 – Nuage dans un liquide

le plan de Fourier présente une symétrie par rapport à l'origine du repère des fréquences spatiales (figure 13).

2.1.4.2 Contraste de phase

Le microscope à contraste de phase a été inventé par Frederik Zernike au cours des années 1940 [3]. Le principe est de déphasier la composante continue au centre du plan de Fourier pour décou-

vrir « l'invisible » dans les composantes de plus hautes fréquences (figure 14). En particulier, le filtre de phase permet de mettre en évidence des objets transparents telles des cellules biologiques en culture.

L'objet transparent de **transmittance complexe** $t_M = e^{i\phi(x,y)}$ est placé dans le plan focal objet de l'objectif d'un microscope avec une lentille de tube [E 8 250]. Lorsque les structures déposées

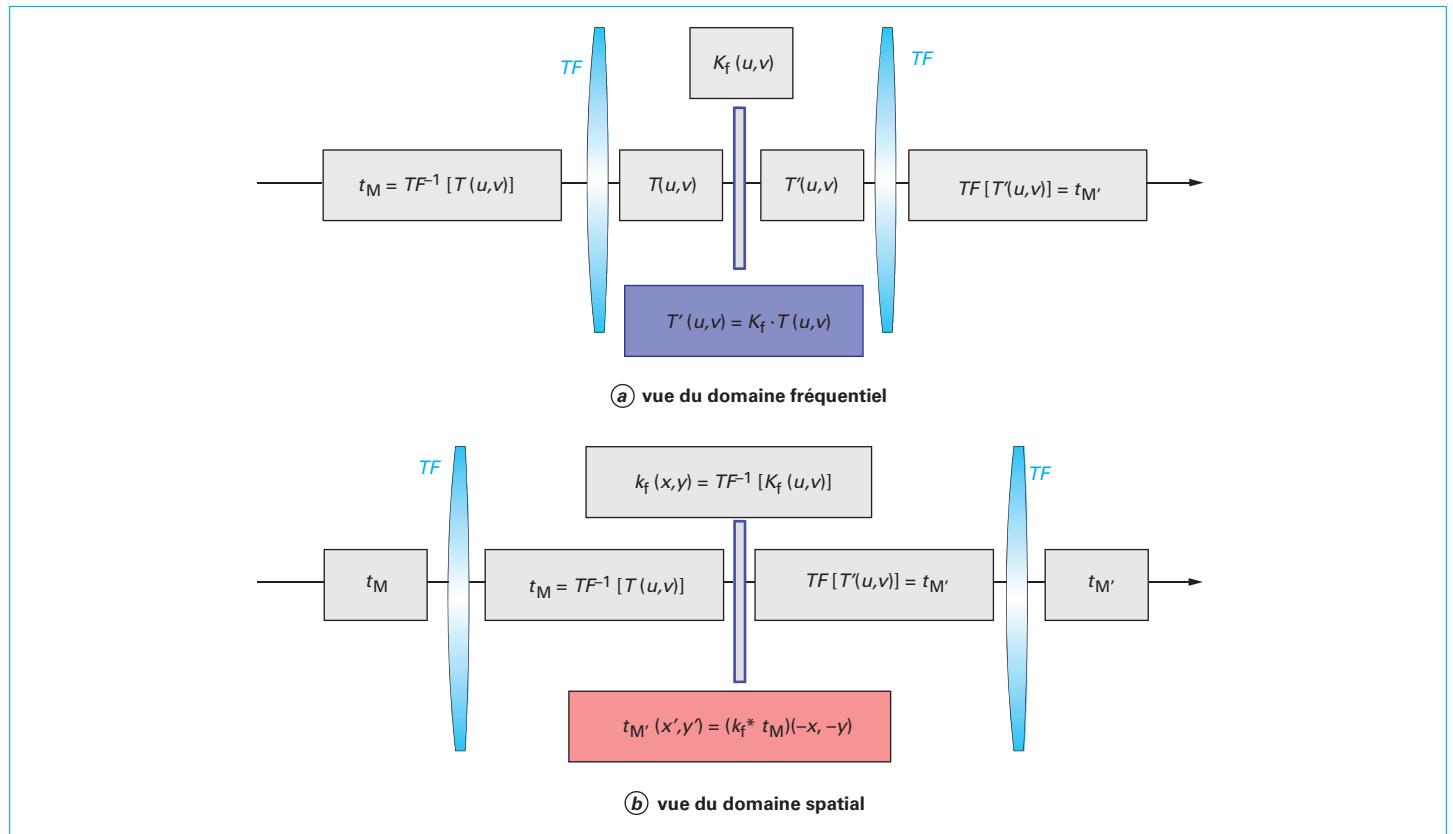


Figure 12 – Synthèse des vues dans les différents domaines

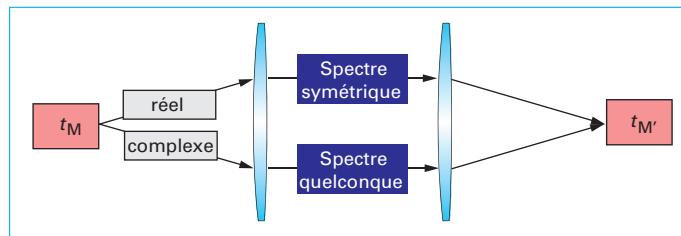


Figure 13 – Propriétés de la transmittance

sur la lame n'occasionnent que des petites variations de phase, la transmittance se linéarise selon $t_M = 1 + i\phi(x, y)$.

Pour un microscope classique, l'intensité lumineuse à la sortie de la lame est donnée par :

$$I_M = \|\psi_M\|^2 = \psi_0^2 \cdot \|t_M\|^2 = I_0 \cdot (1 + \phi^2(x, y)) \approx I_0$$

Comme I_0 est une intensité uniforme de l'éclairage de la source, l'observation de l'objet est difficile. Pour un microscope à contraste de phase, la TF de t_M donne toujours $TF[t_M] = T(u, v) = TF[1] + iTF[\phi]$ dans le plan focal image de l'objectif. Or, le premier terme $TF[1] = \delta(u, v)$, avec $\delta(u, v)$ la distribution de Dirac, correspond à la composante continue dans la zone de BF. En filtrant au niveau des points P(u, v) proche de son centre par une lame quart d'onde, le terme $TF[1]$ devient :

$$TF[1] \cdot e^{i \cdot \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \left(\frac{\lambda}{4}\right)} = i \cdot TF[1]$$

et en sortie du plan de Fourier :

$$TF[t_M] = T'(u, v) = i(TF[1 + \phi(x, y)])$$

L'image produite par la lentille de tube du microscope est $t_{M'} = i[1 + \phi(-x, -y)]$, reprise ensuite par l'oculaire pour une observation visuelle. L'intensité observée est donnée par :

$$I_{M'} = I_0 [1 + \phi(-x, -y)]^2 \approx I_0 [1 + 2\phi(-x, -y)]$$

et les structures « invisibles » peuvent apparaître, puisque l'intensité lumineuse dépend maintenant de la phase.

Des expérimentations en histologie utilisent ce microscope à contraste de phase, notamment pour le suivi du développement de cellules vivantes en culture (figure 15), car aucun colorant toxique, pouvant perturber le bon fonctionnement biologique, n'est employé pour leur observation.

2.2 Application analogique en exposition multiple

La prise de vue à expositions multiples est bien connue des photographes pour enregistrer plusieurs images fusionnées sur le même cliché. Le principe de l'exposition multiple en lumière cohérente permet d'exploiter les propriétés de l'interférométrie à ondes multiples [E 4 150]. En particulier, la double exposition est utilisée pour l'interférométrie de speckle [R 6 331] [4].

2.2.1 Principe de l'interférométrie de speckle

Lorsqu'un laser éclaire par transmission une surface rugueuse tel un verre dépoli par exemple, son image sur un écran prend

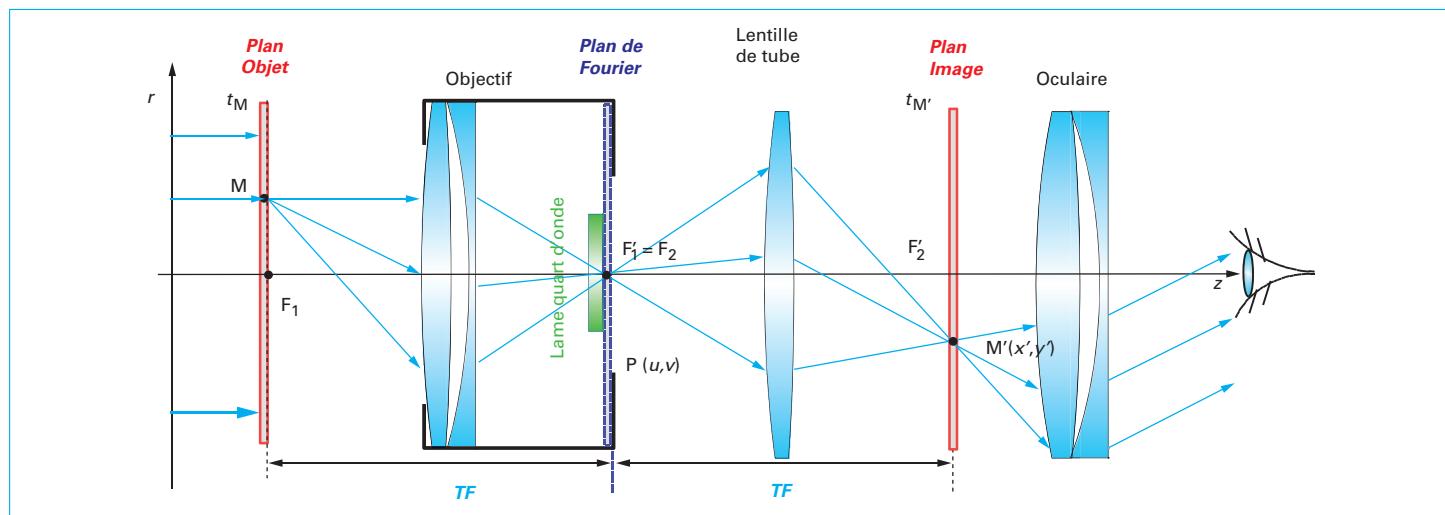


Figure 14 – Microscope à contraste de phase

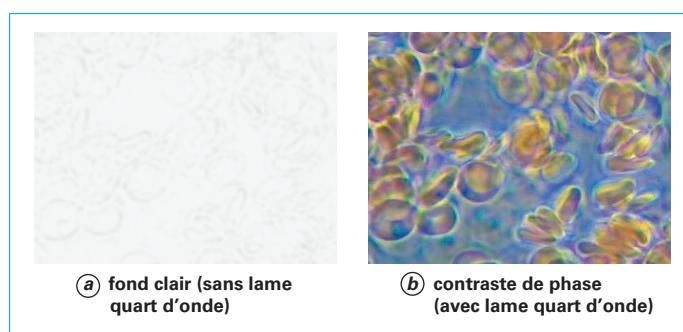
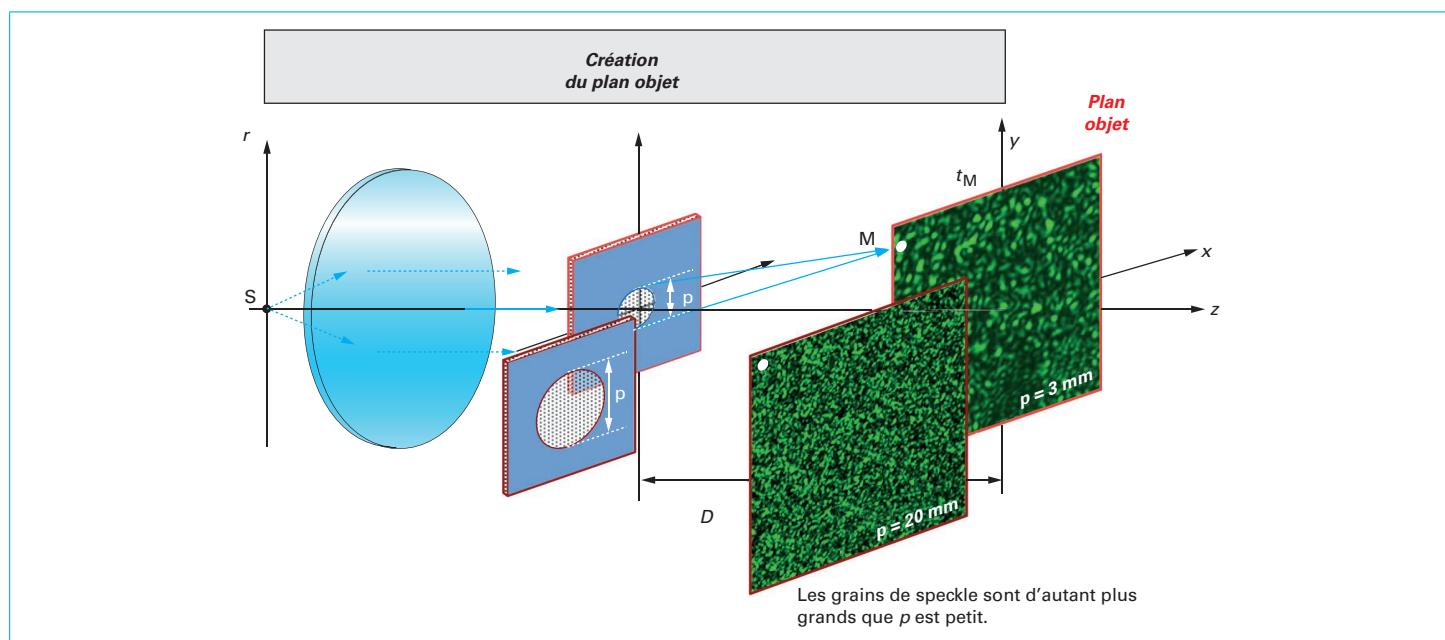


Figure 15 – Visualisation d'un frottis de cellules vivantes sous microscope à contraste de phase (crédits : société Zeiss)

l'aspect tacheté, composée de nombreux grains lumineux de taille quasiment identique, appelés speckles (figure 16).

Ces speckles sont produits par des interférences aléatoires non localisées à deux ondes générées par les aspérités de la surface rugueuse [4]. La taille de ces interférences et donc celle des grains de speckle peuvent s'estimer par analogie avec les fentes d'Young [E 4 150]. Pour ce système classique, la taille d'une interfrange i , donnée par l'écartement de deux franges sombres consécutives, est $i = \frac{\lambda \cdot D}{p}$, où p est l'écartement entre les deux fentes et D la distance fentes-écran. Ainsi, la taille ε du diamètre de grain de speckle est $\varepsilon \approx \frac{\lambda \cdot D}{p}$, correspondant à la plus petite interfrange produite par les points (fentes d'Young) les plus éloignés sur la surface rugueuse, délimités ici par des diaphragmes de diamètres différents de

Figure 16 – Réalisation d'images de speckle à travers un verre dépoli délimité par des diaphragmes de diamètre p différents

diamètre p sur la figure 16 [4] [5]. Cette démonstration n'est valable que pour une faible inclinaison des rayons par rapport à l'axe optique.

Comme la figure de speckle reste à peu près identique pour des faibles évolutions de la surface rugueuse, elle autorise les mesures pour des modifications de sa forme, **pour ses changements d'état ou pour ses petits déplacements** [4]. Ainsi, pour de multiples déplacements du dépoli, des images sont successivement réalisées (figures 6 et 17).

La première image décrit l'intensité $I_M(x, y)$ aux points M et la n ième image décrit à nouveau l'intensité $I_M(x + \Delta x, y + \Delta y)$ après le n ième déplacement du dépoli ($\Delta x, \Delta y$), petit devant la distance D. Puis, le développement du cliché produit une photographie dont la transmittance t_M est proportionnelle à l'intensité $I_M(x, y) + I_M(x + \Delta x, y + \Delta y)$.

Par la suite, la photographie éclairée par le laser est placée dans un montage adapté autour d'une lentille [E 4 150] afin de réaliser l'écriture (§ 1.1) du plan de Fourier (figure 17). Ainsi, l'intensité $I_M(x, y)$ au point M est transformée par la lentille pour obtenir la transformée de Fourier au point P(u, v), tel que $I_P(u, v) = \text{TF}[I_M(x, y)]$. Sur l'écran d'observation dans le plan de Fourier, l'amplitude ψ_P est donc proportionnelle à $I_P(u, v)$ telle que :

$$\psi_P = I_P(u, v) \cdot (1 + e^{-i \cdot 2 \cdot \pi \cdot (\Delta x \cdot u + \Delta y \cdot v)})$$

Ainsi l'intensité totale aux points P(u, v) est égale à :

$$\|\psi_P\|^2 = 4 \cdot \|I_P(u, v)\|^2 \cdot \cos^2(\pi \cdot (\Delta x \cdot u + \Delta y \cdot v))$$

Cette nouvelle image correspond à une figure de speckle modulée par des franges d'interférences semblables à celles des fentes de Young dont l'interfrange [E 4 150] est égale à respectivement $\frac{\lambda \cdot f}{\Delta x}$ selon les abscisses et à $\frac{\lambda \cdot f}{\Delta y}$ selon les ordonnées.

2.2 Application à la mesure d'écartement d'une étoile double

L'une des nombreuses applications de l'interférométrie de speckle est la séparation d'étoile double [6]. Au paragraphe 2.2.1, deux speckles peuvent être obtenus par deux déplacements du dépoli éclairé par une source unique (figure 17). *A contrario*, les deux speckles sont générés ici par deux étoiles formant deux sources incohérentes distantes. En effet, chaque étoile diffusant de la lumière à travers les turbulences atmosphériques génère une figure de speckle caractérisée par la pupille du télescope d'observation au sol. Ces pupilles correspondent aux diaphragmes de la figure 17. Comme les deux sources de lumière S₁ et S₂ sont incohérentes, l'intensité de leur speckle s'additionne (figure 18). L'image résultant de la TF de cette somme présente un système de franges semblable à celui obtenu sur la figure 17. L'interfrange i et le contraste sont proportionnels à l'écartement et à la différence d'intensité entre les deux étoiles (figure 18).

2.3 Application analogique utilisant les deux types d'exposition

Parmi les applications de filtrage à l'aide de la transformée de Fourier, des filtres adaptés à des formes bien particulières sont réalisables afin de les reconnaître. Communément, ces filtres sont appelés **hologrammes de Fourier** [7] [8].

L'holographie consiste à mémoriser, sur un support transparent appelé hologramme, le plan objet au moyen d'une écriture du plan de Fourier par rapport à une onde plane de référence.

L'hologramme en transmission (ou en réflexion) est le résultat d'une écriture de l'amplitude et de la phase d'une onde lumineuse au moyen d'interférences. Il peut être obtenu physiquement en le retranscrivant sur une surface photosensible. Deux étapes sont appliquées pour cette technique :

- l'écriture d'un hologramme de Fourier ;
- l'écriture-lecture différée au moyen de cet hologramme.

Remarque : le terme holographie provient des termes grecs « holo » et « graphe », et désigne « l'écriture entière ». Cette technique prépare à la transition avec une holographie (§ 3.2) traitée avec la transformation de Fresnel [E 4 150].

2.3.1 Hologramme de Fourier (écriture)

Le montage de Van der Lugt, par exemple, permet de fabriquer l'hologramme de Fourier (figure 19).

Ainsi, la première lentille émet l'onde plane de référence qui éclaire à la fois le plan objet et le prisme. Le plan de Fourier capte à la fois la TF du plan objet obtenue par la deuxième lentille et l'onde de référence déviée par le prisme (encadré 2). Une surface photosensible telle une plaque photographique enregistre l'intensité lumineuse dans le plan de Fourier. Ainsi, **l'amplitude et la phase** du plan objet sont écrites au niveau du plan de Fourier à l'aide des interférences produites (encadré 2).

Encadré 2 : Hologramme de Fourier

Amplitude complexe d'une onde plane déviée

L'expression de l'amplitude complexe d'une onde plane inclinée se détermine uniquement par le calcul de sa phase (figure 20).

L'abscisse angulaire du vecteur unitaire d'onde \vec{k} est donnée par $\sin \alpha$. Le retard ou l'avance d'un rayon lumineux est dû à la différence de marche $\delta = \xi \sin \alpha$, ξ étant l'abscisse dans le plan de Fourier. Or, l'inclinaison peut être caractérisée par l'abscisse $\xi_0 = -f \sin \alpha$ car, en ayant supposé α suffisamment

petit, $\tan \alpha = \sin \alpha = -\frac{\xi_0}{f}$ par construction. Ainsi, l'amplitude de l'onde plane se déduit de la différence de chemin optique entre les rayons lumineux, soit :

$$\psi_0 \cdot e^{-2i \cdot \frac{\pi}{\lambda} \cdot \delta} = \psi_0 \cdot e^{2i \cdot \pi \cdot \frac{\xi_0}{f} \cdot u}$$

u étant la composante fréquentielle définie par :

$$u = \frac{\xi}{\lambda \cdot f} \quad [\text{E 4 150}]$$

Écriture d'hologramme de Fourier

Des interférences sont donc produites dans le plan de Fourier à la fois par l'amplitude de l'onde provenant de la TF du plan objet $T_o(u, v)$ et par l'onde plane inclinée provenant du prisme (figure 19). L'amplitude résultante est :

$$\psi_P = \psi_0 \cdot [T_o(u, v) + e^{i \cdot \Phi(u, v)}]$$

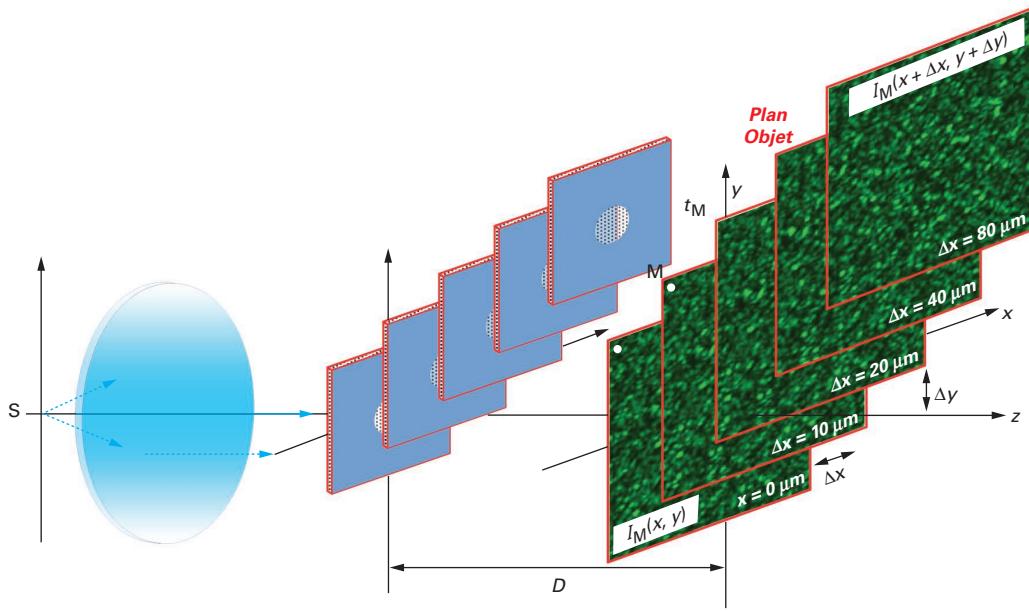
avec $\Phi(u, v) = 2 \cdot \pi \cdot (\xi_0 \cdot u + \eta_0 \cdot v)$

(ξ_0, η_0) caractérisant l'inclinaison α de l'onde plane et (u, v) les composantes fréquentielles.

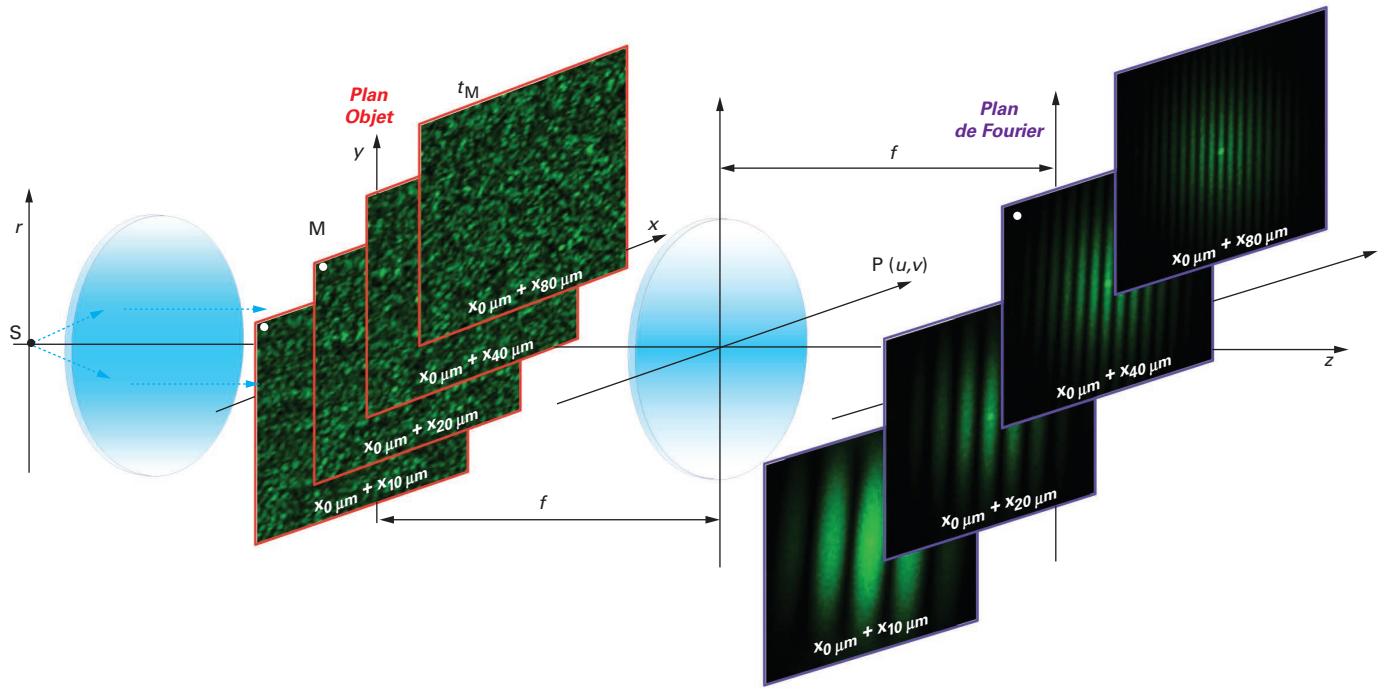
L'intensité :

$$I_P = \|\psi_P\|^2 = I_0 \cdot \left[(1 + |T_o(u, v)|^2) + T_o(u, v) \cdot e^{-i \cdot \Phi(u, v)} + T_o^*(u, v) \cdot e^{i \cdot \Phi(u, v)} \right]$$

s'écrit sur la surface photosensible, à une relation linéaire près [7]. Ainsi, le terme quadratique $I_0 \cdot \|T_o(u, v)\|^2$ ne conserve pas la phase, tandis que les deux derniers termes $I_0 \cdot T_o(u, v)$ et $I_0 \cdot T_o^*(u, v)$ mémorisent la phase de la TF (cette opération est appelée également « codage »).



(a) création du plan objet



(b) écriture

Figure 17 – Création et écriture du plan de Fourier pour un micro-déplacement d'un verre dépoli éclairé

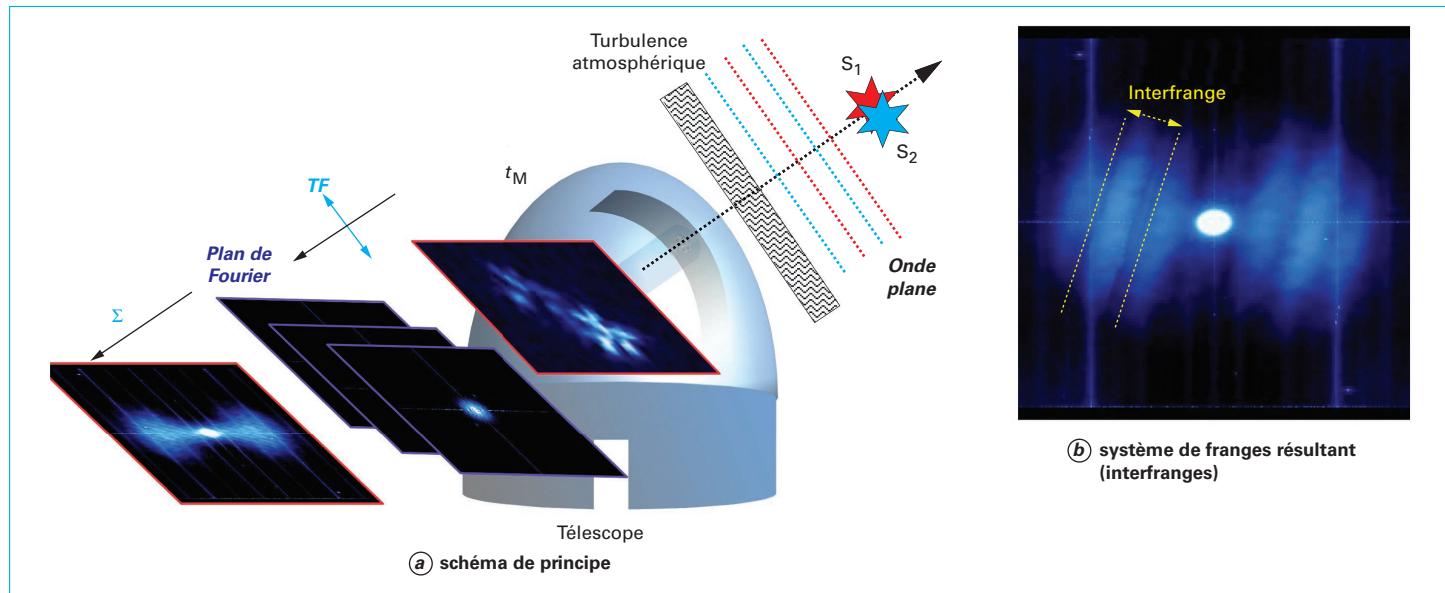


Figure 18 – Détection par un télescope d'une étoile double « HD 76943 » (crédits : observatoire de Paris au télescope de 1 m de diamètre)

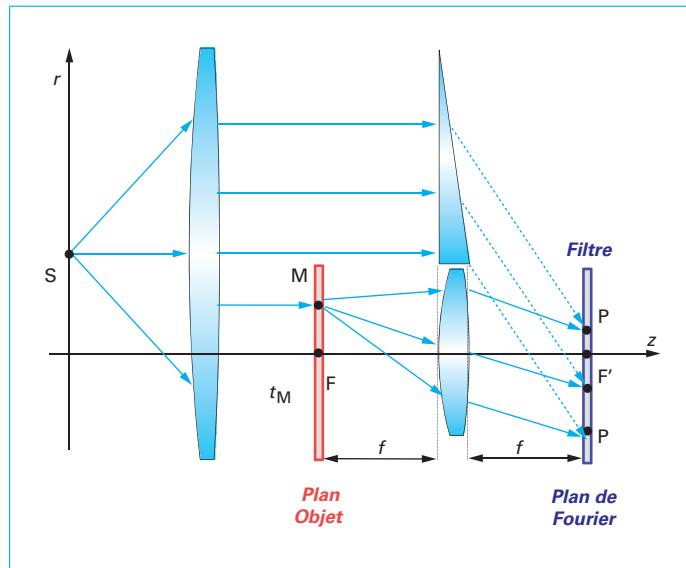


Figure 19 – Écriture du filtre de Van der Lugt

2.3.2 Reconnaissance de caractères (écriture-lecture directe)

Lorsque les hologrammes de Fourier sont placés dans le plan de Fourier [7] au sein d'un montage 4f (figure 5), ils permettent notamment de réaliser des opérations de convolution et d'inter-corrélation (encadré 3). En particulier, l'écriture-lecture par l'intermédiaire du plan de Fourier effectue un filtrage pour la reconnaissance de formes [9], telle la localisation de caractères dans un texte, par exemple (figure 21).

Dans un premier temps, l'hologramme de Fourier est écrit à partir de la forme à détecter, ici la lettre « s ». Dans un deuxième temps, une nouvelle scène placée dans le plan objet est filtrée dans le plan de Fourier au moyen de l'hologramme créé. La transmittance du plan objet est notée T_M et sa transformée de Fourier $T_s(u, v)$. Puis finalement, le résultat est analysé dans le plan image.

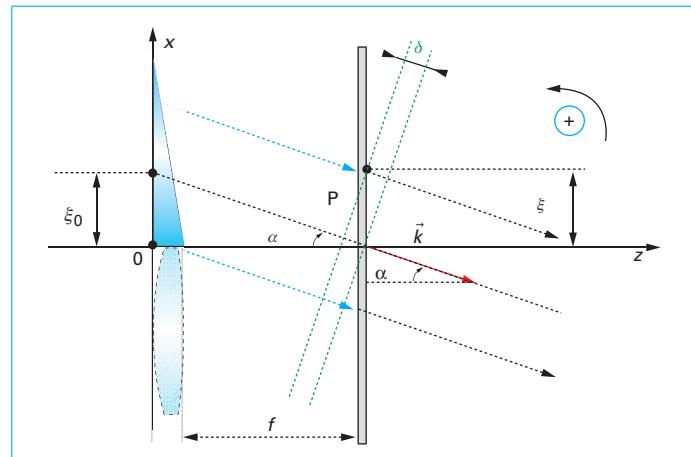


Figure 20 – Phase d'une onde plane dans le plan de coupe $x = 0$ avec $\alpha < 0$

(§ 1.3.2) où des taches brillantes indiquent l'emplacement probable de plusieurs formes « s » sur l'image (encadré 3).

3. Applications d'optique digitale

3.1 Application digitale en exposition unique

Le microscope à contraste de phase ou interférentiel classique est restreint par l'ouverture numérique du condenseur et/ou de l'objectif (§ 2.1.4.2), qui contribuent à la perte de résolution de l'image. Le microscope à Contraste Interférentiel Différentiel à Orientation Indépendante (CID-OI), quant à lui, préserve mieux la résolution en utilisant l'ouverture numérique maximale et la soustraction d'images à la fois par l'optique et par le calcul.

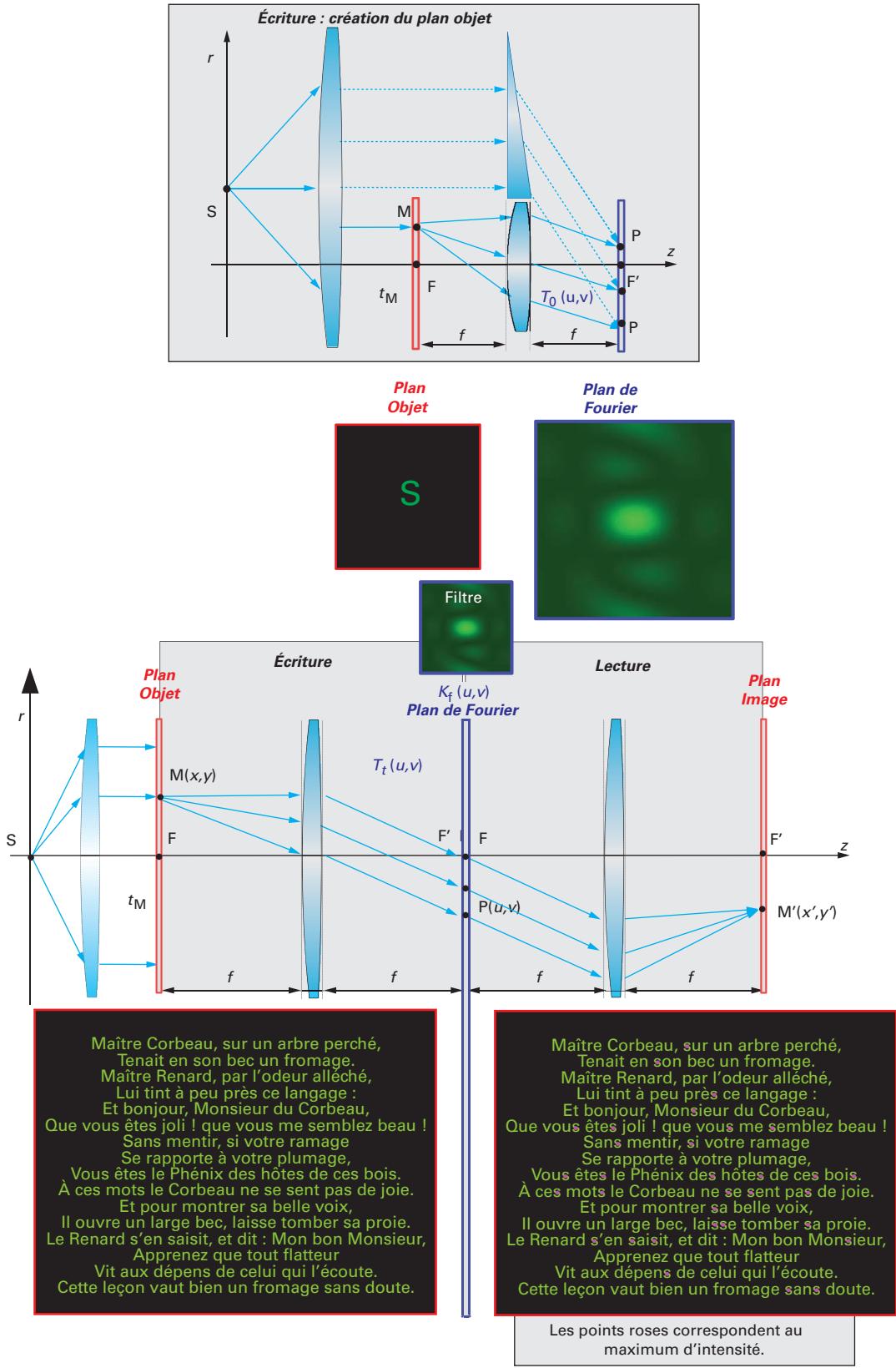


Figure 21 – Reconnaissance de caractères (ici la lettre s) par holographie de Fourier

Encadré 3 : Convolution au moyen des hologrammes de Fourier

Produit de convolution [E 4 150]

Le produit de convolution se définit par :

$$t * k_f(x') = \int_{\mathbb{R}} t(x) \cdot k_f(x' - x) \cdot dx$$

avec $t(x)$ la transmittance du plan objet, et $k_f(x)$ la TF inverse de la fonction de transfert du filtre $K_f(u)$.

Ce produit est utilisé lorsque les dispositifs optiques sont linéaires et invariants. Ainsi, la propriété « produit de convolution-produit algébrique » donnée par $TF[t * k_f(x)] = T(u) \cdot K_f(u)$, est directement liée à la notion de filtrage et particulièrement appliquée à l'holographie. La propriété dual associée est alors donnée par :

$$TF[T(u) \cdot K_f(u)] = t * k_f(x')$$

Reconnaissance de formes par convolution et par corrélation

La TF $T_t(u, v)$ du plan objet contenant les formes à reconnaître est filtrée par l'hologramme :

$$K_f(u) = (1 + \|T_0(u, v)\|^2) + T_0(u, v) \cdot e^{-i \cdot \Phi(u, v)} + T_0^*(u, v) \cdot e^{i \cdot \Phi(u, v)}$$

avec $T_0(u, v)$ la TF de la forme à localiser (encadré 2).

Cette opération est appelée également « décodage ». Trois termes sont obtenus lors de l'éclairage d'intensité I_0 pour la lecture :

- $I_0 \cdot (1 + \|T_0(u, v)\|^2) \cdot T_t(u, v)$ est restitué par la dernière lentille du montage double diffraction (§ 1.3.1) comme l'image inversée du plan objet (encadré 1) ;

- $I_0 \cdot T_0(u, v) \cdot T_t(u, v) \cdot e^{-i \cdot 2 \cdot \pi \cdot (\xi_0 \cdot u + \eta_0 \cdot v)}$ est alors restitué selon la propriété dual « produit de convolution-produit algébrique » et la propriété « translation-modulation » [1], comme le produit de convolution donné par :

$$I_0 \cdot t_0(x' + \xi_0, y' + \eta_0) * t_t(x' + \xi_0, y' + \eta_0)$$

Cette image supplémentaire de convolution est centrée sur $(-\xi_0, -\eta_0)$ grâce à l'inclinaison de l'onde plane, la rendant donc visible, et contient des points d'intensité maximale aux endroits où se situe une forme semblable à celle mémorisée par l'hologramme de Fourier ;

- $I_0 \cdot T_0^*(u, v) \cdot T_t(u, v) \cdot e^{i \cdot 2 \cdot \pi \cdot (\xi_0 \cdot u + \eta_0 \cdot v)}$ est restitué, en utilisant les propriétés vues ci-dessus, comme une fonction de corrélation donnée par :

$$I_0 \cdot t_0(-x' - \xi_0, -y' - \eta_0) * t_t(x' - \xi_0, y' - \eta_0)$$

Cette nouvelle image d'inter-corrélation est centrée sur (ξ_0, η_0) grâce à l'inclinaison de l'onde plane, la rendant donc visible. Elle contient également des points d'intensité maximale aux endroits où se situe une forme semblable à celle mémorisée par l'hologramme de Fourier. Malgré tout, les taches brillantes sont moins marquées qu'avec la convolution.

3.1.1 Microscope à contraste interférentiel différentiel à orientation indépendante

La solution élégante du CID-OI exploite deux assemblages de **séparation de faisceau en polarisation croisée**, occasionnant un léger décalage latéral des deux images reçues par une caméra CCD. Ils sont constitués d'une paire de prismes de Nomarski (CID) identiques, entre lesquels un rotateur de polarisation (ROT) est introduit. Ce rotateur permet de contrôler deux directions de polarisation. L'échantillon est placé entre ces deux systèmes et un

déphasageur à cristaux liquides, pilotant électriquement la biréfringence, est placé en amont. L'ensemble est inclus entre deux polariseurs croisés (figure 22).

L'intensité $I_{M'}$ au point M' (x', y'), de l'image CID acquise par la caméra CCD, est produite par deux images cohérentes identiques légèrement décalées latéralement l'une de l'autre, créant un système d'interférences à deux ondes. L'intensité $I_{M'}$ s'exprime en fonction de la différence de marche optique (OPD : *Optical Path Difference*) $\delta_{M'}$ par :

$$I_{M'} = I_0 \cdot \sin^2 \left(\frac{\pi}{\lambda} \cdot [\delta_c + \vec{d} \cdot \overrightarrow{\text{grad}} \delta_{M'}] \right) + I_{M'}^c \quad (\text{encadré 4})$$

avec I_0 intensité du faisceau lumineux initial,

δ_c biais (ou l'OPD de référence hors décalage),

\vec{d} décalage des deux images,

$I_{M'}^c$ intensité de la lumière parasite.

Le gradient de l'OPD $\overrightarrow{\text{grad}} \delta_{M'} = \left(\frac{\partial \delta}{\partial x'}, \frac{\partial \delta}{\partial y'} \right)$ peut s'exprimer par :

$$\overrightarrow{\text{grad}} \delta_{M'} = (\gamma_{M'} \cdot \cos \theta_{M'}, \gamma_{M'} \cdot \sin \theta_{M'})$$

$\gamma_{M'}$ étant l'amplitude et $\theta_{M'}$ l'azimut du gradient de l'OPD.

La cartographie de $\overrightarrow{\text{grad}} \delta_{M'}$ est réalisée par le microscope en faisant varier le décalage \vec{d} et le biais δ_c . Deux séries d'images sont acquises dans les deux directions de polarisation -45° et $+45^\circ$ avec des biais donnés par $-\delta_0$, 0 , et δ_0 . L'intensité des six images acquises s'exprime par :

$$I_{M'}^{(m,n)} = I_0 \cdot \sin^2 \left\{ \frac{\pi}{\lambda} \cdot \left[n\delta_0 + d\sqrt{2} \cdot \gamma_{M'} \cdot \cos \left(\theta_p - (-1)^m \frac{\pi}{4} \right) \right] \right\} + I_{M'}^c$$

avec $n = -1, 0, +1$ et $m = 1, 2$, représentant respectivement les états de phase et de polarisation.

De cette équation paramétrique, la distribution spatiale du gradient de l'OPD produite par l'échantillon se calcule pour l'amplitude selon :

$$\gamma_{M'} = \frac{\lambda}{2\sqrt{2} \cdot \pi \cdot d} \sqrt{\arctg^2 O_{M'}^{(1)} + \arctg^2 O_{M'}^{(2)}}$$

et s'évalue pour l'azimut selon :

$$\theta_{M'} = \arctg \left(\frac{\arctg O_{M'}^{(2)}}{\arctg O_{M'}^{(1)}} \right) - \frac{\pi}{4}$$

$$\text{avec } O_{M'}^{(m)} = \frac{I_{M'}^{(m,1)} - I_{M'}^{(m,-1)}}{I_{M'}^{(m,1)} + I_{M'}^{(m,-1)} - 2 \cdot I_{M'}^{(m,0)}} \cdot \operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{\lambda} \cdot \delta_0 \right) \quad (\text{encadré 4}).$$

3.1.2 Calibration du microscope à CID-OI

Deux cartographies en couleur de l'OPD permettent de calibrer le microscope CID-OI à l'aide de sections de tige de verre d'indice de réflexion 1,56 @ 546 nm plongées dans des liquides d'indice de réfraction de 1,51 @ 546 nm (figure 23a) et 1,58 @ 546 nm (figure 23b).

Les OPD expérimentales (courbes orange et verte) et théoriques (courbes pointillées noires) sont ajustées avec précision sauf dans de petites zones près des bords [10] [11].

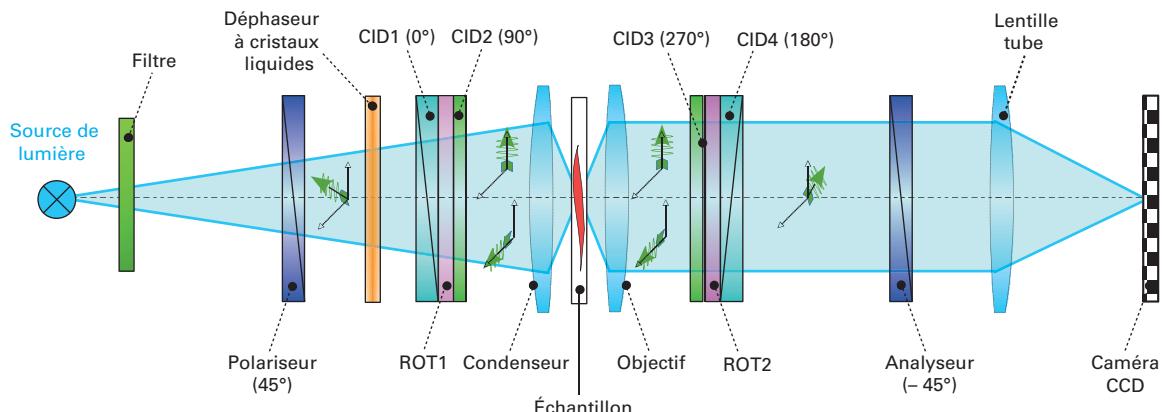


Figure 22 – Schéma du microscope CID-OI, avec représentation de l'état de polarisation

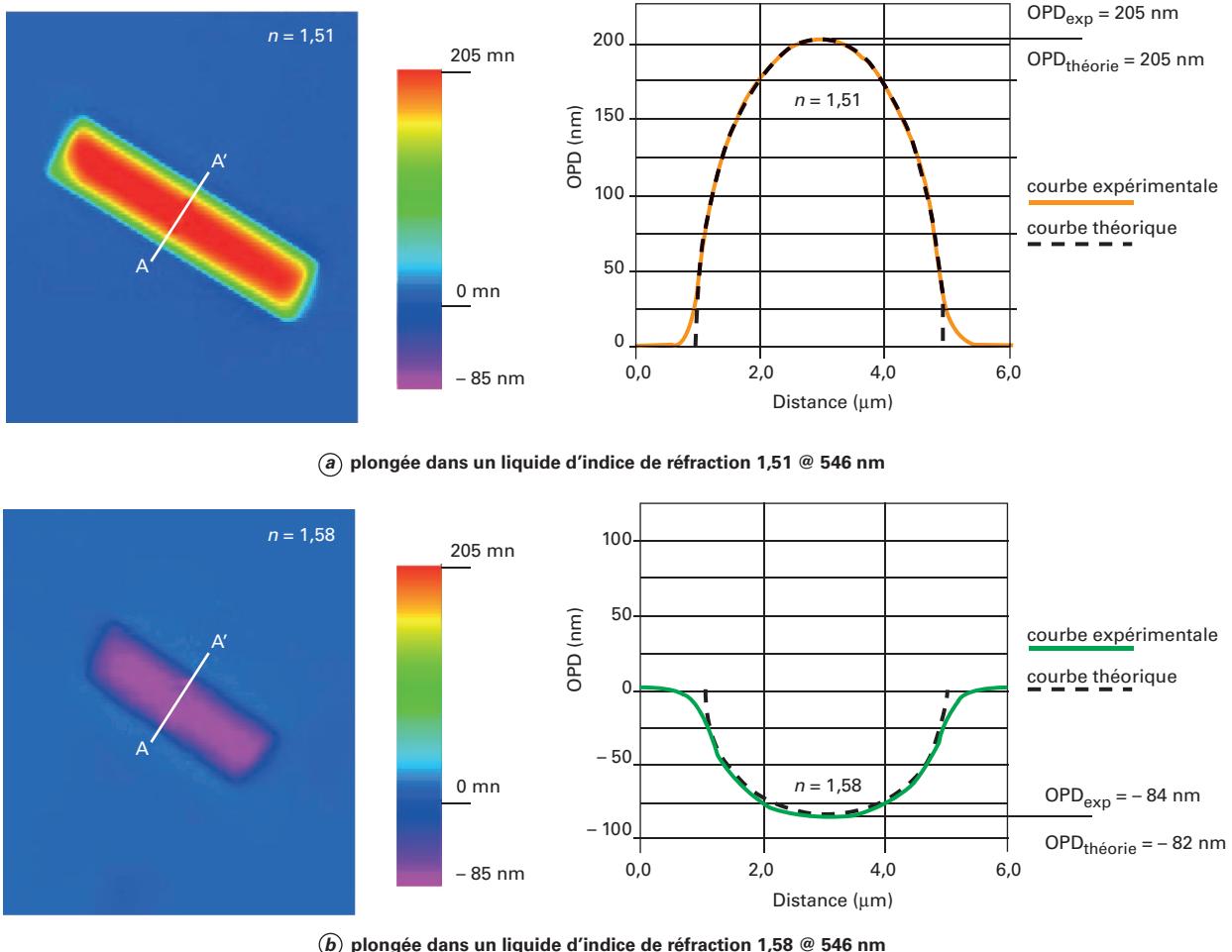


Figure 23 – Calibration du CID-OI à l'aide d'une section de tige de verre

Encadré 4 : Contraste interférentiel différentiel à orientation indépendante

Les calculs effectués dans cet encadré tiennent compte d'un décalage latéral inférieur à la résolution de l'optique du microscope. Les formules présentées dans le paragraphe 3.1 tiennent compte d'un décalage d qui peut être important, tandis que leurs justifications dans cet encadré sont limitées à un petit décalage d .

Intensité en un point de l'image composite :

Deux images cohérentes identiques translatées latéralement créent une image d'interférences à deux ondes dont l'amplitude $\psi_{M'}$ est donnée par $\psi_{M'} = \frac{\Psi_0}{2} \cdot \left(1 + e^{i \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \delta_{M'}} \right)$ au point M' .

En supposant $\|\vec{d}\|$ petit, l'OPD s'obtient selon $\delta_{M'} \approx \delta_c + \vec{d} \cdot \text{grad } \delta_{M'}$. Ainsi, l'intensité résultante a pour expression :

$$I_{M'} = I_0 \cdot \sin^2 \left(\frac{\pi}{\lambda} \cdot [\delta_0 + \vec{d} \cdot \text{grad } \delta_{M'}] \right) + I_{M'}^c$$

compte tenu des éléments du microscope (figure 22).

Représentations du gradient de l'OPD :

Le module du décalage est pris à $\|\vec{d}\| = d \cdot \sqrt{2}$ pour les deux directions de polarisation $(-1)^m \cdot \frac{\pi}{4}$ avec $m = 1, 2$. Avec $\text{grad } \delta_{M'} = [\gamma_{M'} \cos \theta_{M'}, \gamma_{M'} \sin \theta_{M'}]$, pour les deux séries d'images, on obtient l'expression :

$$\vec{d} \cdot \text{grad } \delta_{M'} = d \sqrt{2} \cdot \gamma_{M'} \cos \left(\theta_{M'} - \frac{\pi}{4} \cdot (-1)^m \right)$$

Pour chaque série d'images, le déphaseur pilote trois valeurs de biais $\delta_c = n \delta_0$ avec $n = -1, 0, +1$ donnant au point M' , l'intensité :

$$I_{M'}^{(m,n)} = I_0 \cdot \sin^2 \left(\frac{\pi}{\lambda} \cdot [n \cdot \delta_0 + d \sqrt{2} \cdot \gamma_{M'} \cdot \cos \left(\theta_{M'} - \frac{\pi}{4} \cdot (-1)^m \right)] \right) + I_{M'}^c$$

Après un calcul de trigonométrie :

$$I_{M'}^{(m,n)} = A_{M'}^{(n)} + B_{M'}^{(n)} \cdot \cos \left(\theta_{M'} - \frac{\pi}{4} \cdot (-1)^m \right) + I_{M'}^c$$

avec $A_{M'}^{(n)} = I_0 \cdot \sin^2 \left(\frac{\pi}{\lambda} \cdot n \cdot \delta_0 \right)$

et $B_{M'}^{(n)} = I_0 \cdot \frac{\pi}{\lambda} \cdot d \sqrt{2} \cdot \gamma_{M'} \cdot \sin \left(\frac{2\pi}{\lambda} \cdot n \cdot \delta_0 \right)$ en considérant $\|\vec{d}\|$ petit.

Pour une des séries d'images, les trois équations d'intensité se combinent selon :

$$\frac{2\pi}{\lambda} \cdot d \sqrt{2} \cdot \gamma_{M'} \cdot \cos \left(\theta_{M'} - \frac{\pi}{4} \cdot (-1)^m \right) = Q_{M'}^{(m)}$$

avec $Q_{M'}^{(m)} = \frac{I_{M'}^{(m,1)} - I_{M'}^{(m,-1)}}{I_{M'}^{(m,1)} + I_{M'}^{(m,-1)} - 2 \cdot I_{M'}^{(m,0)}} \cdot \operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{\lambda} \cdot \delta_0 \right)$.

Ainsi, l'amplitude est $\gamma_{M'} = \frac{\lambda \cdot \sqrt{(Q_{M'}^{(1)})^2 + (Q_{M'}^{(2)})^2}}{2\sqrt{2} \cdot \pi \cdot d}$ et l'azimut est

$$\theta_{M'} = \arctg \left(\frac{Q_{M'}^{(2)}}{Q_{M'}^{(1)}} \right) - \frac{\pi}{4}$$

3.1.3 Application en microbiologie

Le microscope CID-OI trouve sa place sur des plateformes en imagerie biomédicale. En associant plusieurs images biologiques obtenues avec divers types d'éclairage, les structures du monde microscopique, normalement invisibles, deviennent plus facilement observables. Le microscope CID-OI génère notamment deux images, dont l'amplitude varie soit avec l'OPD, soit avec le gradient de l'OPD (figure 24).

3.2 Application digitale en multiples expositions

Denis Gabor a inventé l'holographie en 1947 [AF 3 340].

L'holographie exploitant le **formalisme de Fresnel** [E 4 150] est complémentaire à l'holographie utilisant le formalisme de Fourier (§ 1.3). La transformation de Fourier est alors remplacée par la transformée de Fresnel. Cette dernière s'exprime au moyen d'un produit de convolution :

$$\Psi_P = \Psi_M * g_{MP}$$

où g_{MP} est la distribution gaussienne $g_{MP} = e^{\frac{i\pi}{\lambda \cdot D} (x^2 + y^2)}$ (encadrés 3 et 5).

3.2.1 Holographie digitale

L'holographie digitale exploitant le formalisme de Fresnel suit également les deux étapes équivalentes à celles vues au paragraphe 2.3 basées sur le schéma « écriture-lecture différencées » (§ 1.3.2) :

- écriture d'un hologramme (§ 3.2.1.2) ;
- lecture de cet hologramme (§ 3.2.1.3).

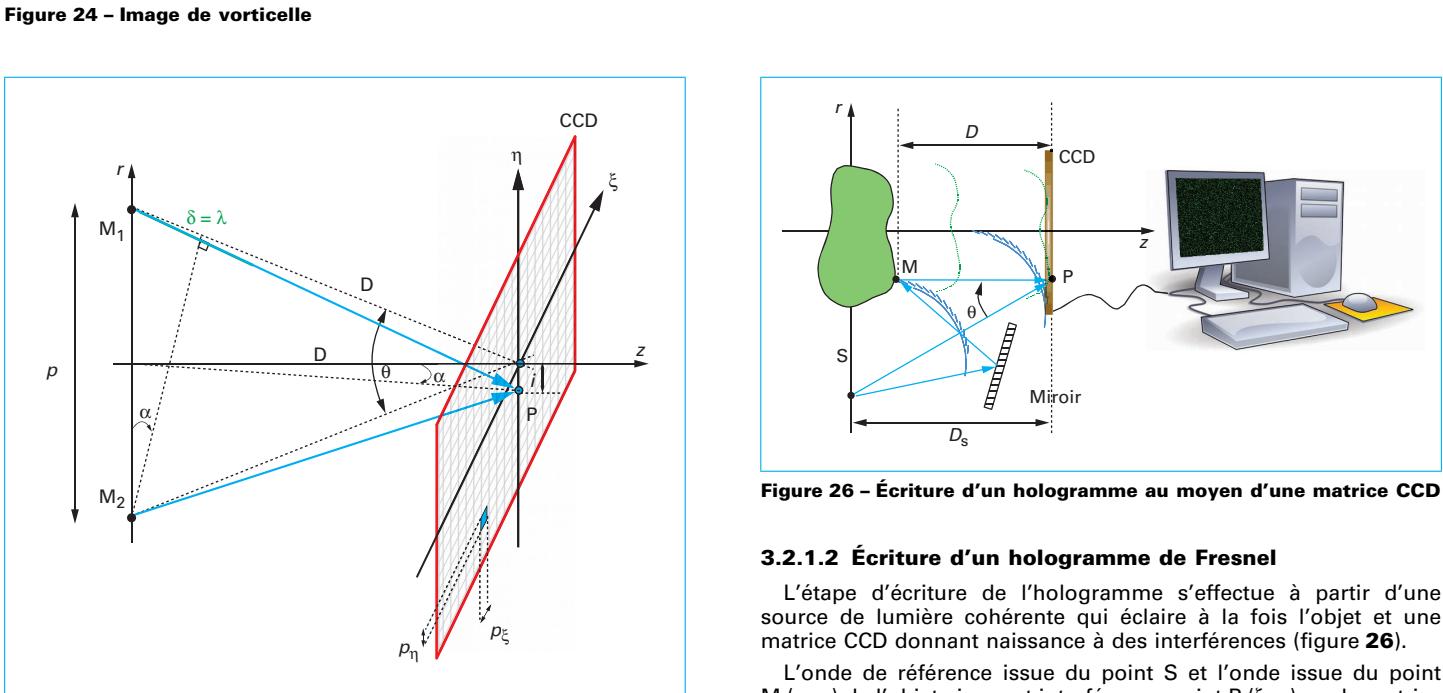
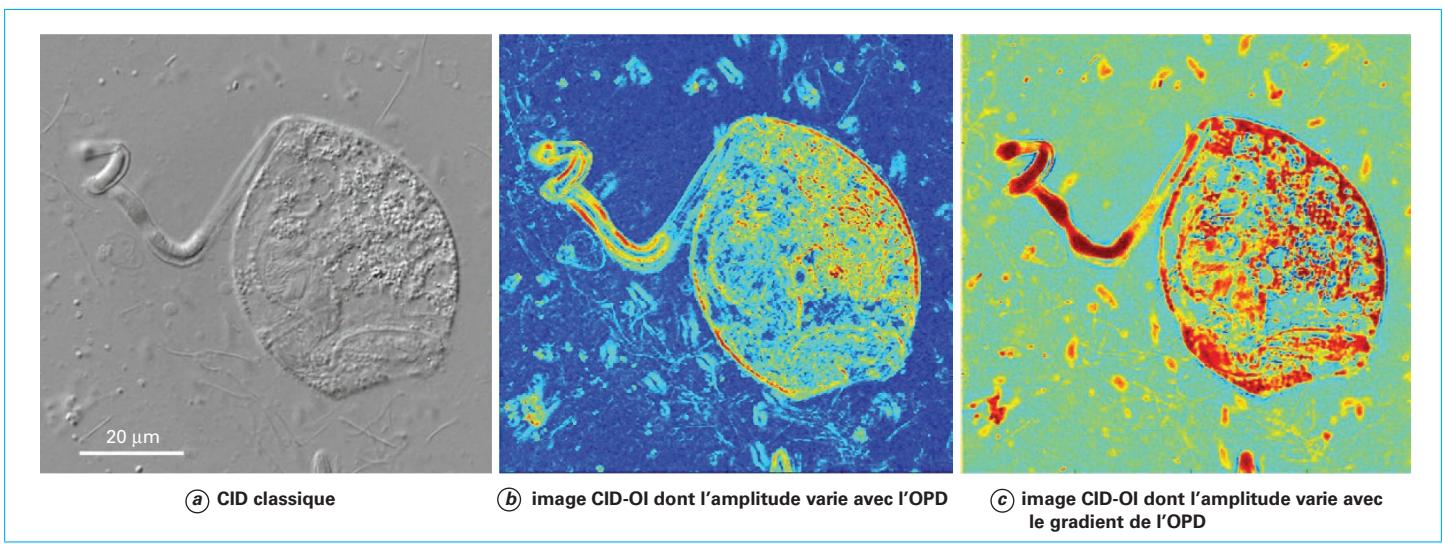
Le support transparent constituant l'hologramme digital est fabriqué en deux étapes : acquisition à l'aide d'une matrice CCD et mémorisation de la transparence sur ce support matériel. L'acquisition par la matrice CCD peut être aussi remplacée par un calcul informatique qui permet un plus grand confort d'utilisation [RE 171] [12].

3.2.1.1 Limitation occasionnée par l'échantillonnage

Les hologrammes analogiques sont difficiles à mettre en œuvre dans l'industrie à cause de leur développement photographique peu pratique. Afin de lever cette difficulté, l'holographie digitale est largement utilisée [12] [13], et la surface photosensible est ainsi remplacée par un capteur CCD constitué d'une matrice rectangulaire comportant N lignes et M colonnes. Cependant, il faut noter que des limitations dues à l'échantillonnage numérique apparaissent. Ainsi, la digitalisation de l'hologramme, réalisée au niveau du capteur CCD selon un échantillonnage régulier, impose de respecter les conditions de Shannon [E 4 150] qui limitent l'angle d'inclinaison θ de l'onde reçue lors de l'écriture (figure 25).

L'interfrange $i = \frac{\lambda}{2 \cdot \sin(\theta/2)}$ est obtenue à l'aide des deux égalités

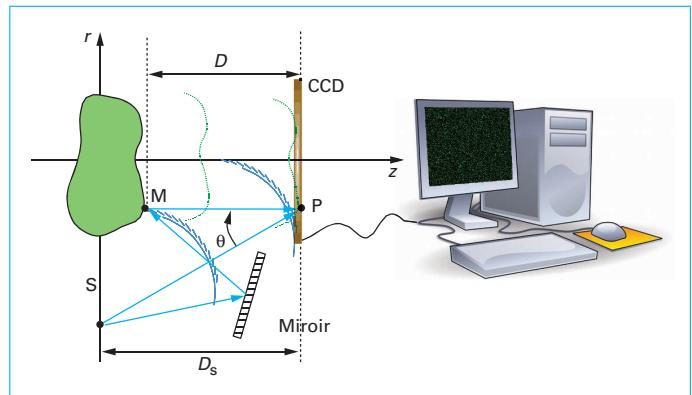
$\sin \alpha = \frac{\lambda}{p} \approx \frac{i}{D}$ et $\sin \left(\frac{\theta}{2} \right) = \frac{p}{2} \cdot \frac{1}{D}$ en égalisant $\frac{p}{D}$. Pour obtenir un hologramme de bonne qualité, l'interfrange tient compte de l'espace-ment des éléments photosensibles de géométrie généralement rectangulaire (p_ξ, p_η).



La fréquence de coupure u_c du dispositif optique s'exprime par l'inverse de l'interfrange $u_c = \frac{2 \cdot \sin(\theta/2)}{\lambda}$ et la fréquence d'échantillonnage u_e s'exprime par l'inverse du pas de la matrice CCD :

$$u_e = \frac{1}{p_{Max}} = \frac{1}{\max(p_\xi, p_\eta)}$$

L'application du critère de Shannon qui conditionne le bon échantillonnage exprimé par l'inégalité $u_c \leq u_{sh}$ [E 4 150], donne alors $2 \cdot \frac{1}{i} \leq \frac{1}{p_{Max}}$, soit $\sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \leq \frac{\lambda}{4 \cdot \max(p_\xi, p_\eta)}$. L'angle d'inclinaison θ de l'onde reçue lors de l'écriture est ainsi limitée.



3.2.1.2 Écriture d'un hologramme de Fresnel

L'étape d'écriture de l'hologramme s'effectue à partir d'une source de lumière cohérente qui éclaire à la fois l'objet et une matrice CCD donnant naissance à des interférences (figure 26).

L'onde de référence issue du point S et l'onde issue du point M (x, y) de l'objet viennent interférer au point P (ξ, η) sur la matrice CCD. En appliquant la diffraction de Fresnel (encadré 5), l'amplitude en P s'exprime respectivement par $\psi_P^{(S)} = \psi_S * g_{SP}$ pour celle diffractée par la source et par $\psi_P^{(M)} = \psi_M * g_{MP}$ pour celle diffractée par l'objet, soit $\psi_P = \psi_P^{(S)} + \psi_P^{(M)}$. L'intensité en P s'obtient, à un facteur de proportionnalité près, selon :

$$I_P = \|\psi_P\|^2 = \|\psi_P^{(S)}\|^2 + \|\psi_P^{(M)}\|^2 + \psi_P^{(M)} \cdot [\psi_P^{(S)}]^* + \psi_P^{(S)} \cdot [\psi_P^{(M)}]^*$$

Les deux derniers termes de la relation indiquent des interférences mémorisant l'amplitude et la phase de l'onde issue de l'objet. L'hologramme réalisé doit produire une fonction de transfert $K_P = b + a I_P$ linéaire en fonction de l'intensité I_P et impose d'utiliser un capteur CCD (ou CMOS) dont la taille des pixels est petite devant celle des speckles (§ 2.2.1). La fonction de transfert K_P est alors donnée par [AF 3 340] :

$$K_P = a \cdot \psi_P^{(M)} \cdot [\psi_P^{(S)}]^* + \left(b + a \cdot (\|\psi_P^{(S)}\|^2 + \|\psi_P^{(M)}\|^2) \right) + a \cdot \psi_P^{(S)} \cdot [\psi_P^{(M)}]^*$$

Encadré 5 : Transformation de Fresnel et calcul de l'intégrale Γ

Transformation de Fresnel

La transformation de Fresnel [E 4 150] est donnée par l'intégrale :

$$\psi_P = \iint_{\Sigma} \psi_M \cdot e^{\frac{i\pi}{\lambda \cdot D} \cdot |(\xi-x)^2 + (\eta-y)^2|} \cdot dx \cdot dy$$

ψ_M et ψ_P étant respectivement l'amplitude de l'objet et dans le plan de l'hologramme.

Lorsque la distribution gaussienne à valeurs complexes est définie par $g_{MP} = e^{\frac{-i\pi}{\lambda \cdot D} \cdot |(\xi-x)^2 + (\eta-y)^2|}$, l'expression de ψ_P s'exprime selon le produit de convolution $\psi_P = \psi_M * g_{MP}$ (encadré 3).

Transformation de Fourier d'une distribution gaussienne

Lorsque la distribution gaussienne à valeurs complexes est définie par $g(x) = e^{-a \cdot x^2}$, sa TF donnée par $G(u) = \int_{\mathbb{R}} g(x) \cdot e^{-i \cdot 2 \cdot \pi \cdot u \cdot x} \cdot dx$ se calcule selon :

$$G(u) = \int_{\mathbb{R}} e^{-(a \cdot x^2 + i \cdot 2 \cdot \pi \cdot u \cdot x)} \cdot dx$$

Or, l'expression $a \cdot x^2 + i \cdot 2 \cdot \pi \cdot u \cdot x$ se factorisant selon $a \cdot \left(x + \frac{i \cdot \pi \cdot u}{a} \right)^2 + \frac{\pi^2 \cdot u^2}{a}$, la TF se met sous la forme :

$$G(u) = e^{-\frac{\pi^2 \cdot u^2}{a}} \int_{\mathbb{R}} e^{-a \cdot \left(x + \frac{i \cdot \pi \cdot u}{a} \right)^2} \cdot dx$$

Sachant que l'intégrale $\int_{\mathbb{R}} e^{-az^2} \cdot dz = \sqrt{\frac{\pi}{a}}$, la TF s'exprime selon $G(u) = \sqrt{\frac{\pi}{a}} \cdot e^{-\frac{x^2 \cdot u^2}{a}}$. De la même façon dans un repère en coordonnées polaires, la TF de $g(r) = e^{-a \cdot r^2}$ donne $G(v) = \sqrt{\frac{\pi}{a}} \cdot e^{-\frac{\pi^2 \cdot v^2}{a}}$, v étant la fréquence spatiale.

Calcul de l'intégrale Γ

Le calcul se réduit à $\Gamma(x) = \int_{\mathbb{R}} e^{\frac{i\pi}{\lambda} \cdot \frac{D+D_1}{D \cdot D_1} \cdot \xi^2} \cdot e^{-\frac{i \cdot 2 \cdot \pi}{\lambda} \cdot \left(\frac{x'_1 + x}{D_1 + D} \right) \cdot \xi} \cdot d\xi$, les variables ξ et η étant indépendantes. En reprenant le résultat du deuxième paragraphe ci-dessus, le coefficient $a = -\frac{i \cdot \pi}{\lambda} \cdot \left(\frac{D+D_1}{D \cdot D_1} \right)$ et la fréquence spatiale $u = \frac{1}{\lambda} \cdot \left(\frac{x'_1 + x}{D_1 + D} \right)$ sont obtenus.

En appliquant la TF de la gaussienne, le résultat de l'intégration est donné par $\Gamma(x) = e^{-\frac{i \cdot x}{\lambda} \cdot \frac{D \cdot D_1}{D+D_1} \cdot \left(\frac{x'_1 + x}{D_1 + D} \right)^2}$ à un facteur près.

3.2.1.3 Lecture de l'hologramme de Fresnel

L'étape de lecture se réalise en éclairant l'hologramme digital par une source de lumière cohérente S ayant les mêmes caractéristiques que celle utilisée lors de l'écriture : même longueur d'onde, même angle de vue et même distance (figure 27).

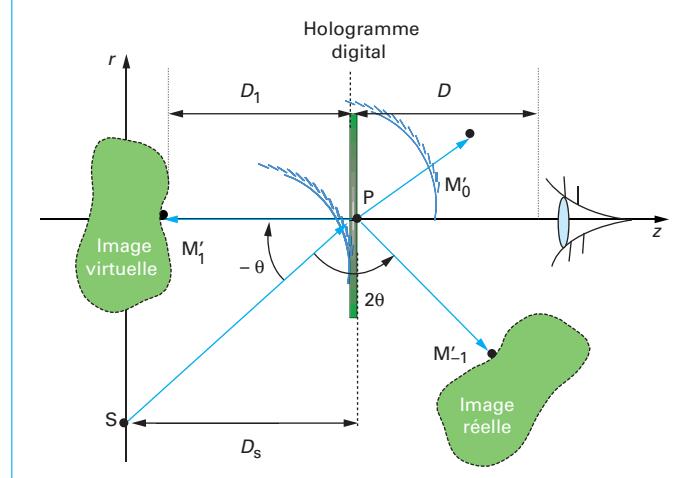


Figure 27 – Lecture par éclairage de l'hologramme

La source S éclaire l'hologramme qui engendre trois images d'amplitude différente selon l'expression de la fonction de transfert :

- le terme d'ordre -1 , $a \cdot \psi_P^{(S)} \cdot [\psi_P^{(M)}]^*$, générant une image réelle, est proportionnel à l'amplitude complexe conjuguée $[\psi_P^{(M)}]^*$ de l'onde émise par l'objet ;
- le terme d'ordre 0 , $b + a \cdot (\|\psi_P^{(S)}\|^2 + \|\psi_P^{(M)}\|^2)$, est proportionnel à la somme des intensités de l'onde issue de la source $\|\psi_P^{(S)}\|^2$ et de l'objet $\|\psi_P^{(M)}\|^2$;
- le terme d'ordre 1 , $a \cdot [\psi_P^{(S)}]^* \cdot \psi_P^{(M)}$, générant une image virtuelle, est proportionnel à l'amplitude complexe $\psi_P^{(M)}$ de l'onde émise par l'objet.

Le choix d'appliquer la diffraction de Fresnel (encadré 5) à ce dernier terme permet de calculer l'amplitude de l'image virtuelle de l'objet sur le plan image constitué des points M'_1 . Pour chaque point $P(\xi, \eta)$, l'amplitude est donnée par l'intégration aux points $M(x, y)$ de l'objet :

$$\psi_P = \iint_{\Sigma} \psi_M \cdot e^{\frac{i\pi}{\lambda \cdot D} \cdot |(\xi-x)^2 + (\eta-y)^2|} \cdot dx \cdot dy$$

le terme dû à l'éclairage $\psi_P^{(S)}$ étant compensé par le terme $[\psi_P^{(S)}]^*$. Pour chaque point $M'_1(x'_1, y'_1)$, l'amplitude est donnée par l'intégration aux points $P(\xi, \eta)$ de l'hologramme :

$$\psi_{M'_1} = \iint_{\Sigma} \psi_M \cdot e^{\frac{i\pi}{\lambda \cdot D_1} \cdot (x'^2_1 + y'^2_1)} \cdot e^{\frac{i\pi}{\lambda \cdot D} \cdot (x^2 + y^2)} \cdot \Gamma(x, y) \cdot dx \cdot dy$$

en ayant posé :

$$\Gamma(x, y) = \iint_{\mathbb{R}^2} e^{\frac{i\pi}{\lambda} \cdot \left(\frac{1}{D_1} + \frac{1}{D} \right) \cdot (\xi^2 + \eta^2)} \cdot e^{-\frac{i \cdot 2 \cdot \pi}{\lambda} \cdot \left[\left(\frac{x'_1 + x}{D_1 + D} \right) \cdot \xi + \left(\frac{y'_1 + y}{D_1 + D} \right) \cdot \eta \right]} \cdot d\xi \cdot d\eta$$

et en supposant la surface de l'hologramme non limitée.

L'intégration $\Gamma(x, y)$ donne l'expression (encadré 5) :

$$\Gamma(x,y) = e^{\frac{-i\cdot\pi}{\lambda} \cdot \frac{DD_1}{D+D_1} \left[\left(\frac{x'_1}{D_1} + \frac{x}{D} \right)^2 + \left(\frac{y'_1}{D_1} + \frac{y}{D} \right)^2 \right]}$$

Ainsi, l'amplitude de l'onde générant l'image virtuelle est calculée selon le produit de convolution donnée par :

$$\Psi_{M'_1} = \iint_{\Sigma} \Psi_M \cdot e^{\frac{i\pi}{\lambda \cdot (D_1 + D)}} \cdot e^{((x'_1 - x)^2 + (y'_1 - y)^2)} \cdot dx \cdot dy = \Psi_M * g_{MM'_1}$$

qui exprime simplement le calcul direct de ψ_M' , à partir de ψ_M , comme si l'hologramme ne représentait juste qu'une surface intermédiaire.

L'amplitude $\Psi_{M'_1} = \Psi_M * g_{MM'_1}$ et l'intensité $I_{M'_1} = |\Psi_M * g_{MM'_1}|^2$ du point M'_1 sont restituées en tout point de l'espace. Ainsi, l'hologramme sert à mémoriser l'amplitude et la phase d'un objet en trois dimensions.

3.2.1.4 Application à la microscopie holographique

Le microscope holographique digital (DMH) permet, en particulier, des analyses de surface [14]. Ses domaines d'application s'étendent du contrôle industriel à la biologie. Le DMH peut caractériser la rugosité (figure 28a), la forme (figure 28b) et la topolo-

gie (figure 28c) sur un champ microscopique en une seule capture. Le traitement de l'information étant de plus réalisé en temps réel, l'holographie digitale permet de suivre des mouvements telle l'évolution de neurones après l'adjonction d'une drogue par exemple (figure 28d).

Deux possibilités sont offertes pour son fonctionnement :

- en **transmission**, le faisceau traverse l'échantillon et l'objectif du microscope avant d'être combiné à celui de référence afin de former l'hologramme ;

- en **réflexion**, le faisceau est réfléchi sur l'échantillon puis combiné, après son passage dans l'objectif du microscope, à celui de référence pour également former l'hologramme.

Ce dernier, acquis par une caméra, est traité par un logiciel qui extrait en un dixième de seconde, les informations liées à l'intensité et à la phase de l'onde.

3.2.2 Interférométrie en holographie digitale

La performance des outils informatiques permet aujourd’hui d’élargir les possibilités de l’holographie. Non seulement les surfaces photosensibles à base de photographies sont remplacées par des matrices CCD, mais les ordinateurs exécutent rapidement des calculs qui ne pouvaient s’effectuer auparavant que de façon analogique. Les intégrales doubles sont alors remplacées par des sommes doubles exploitant la valeur des pixels des hologrammes numériques.

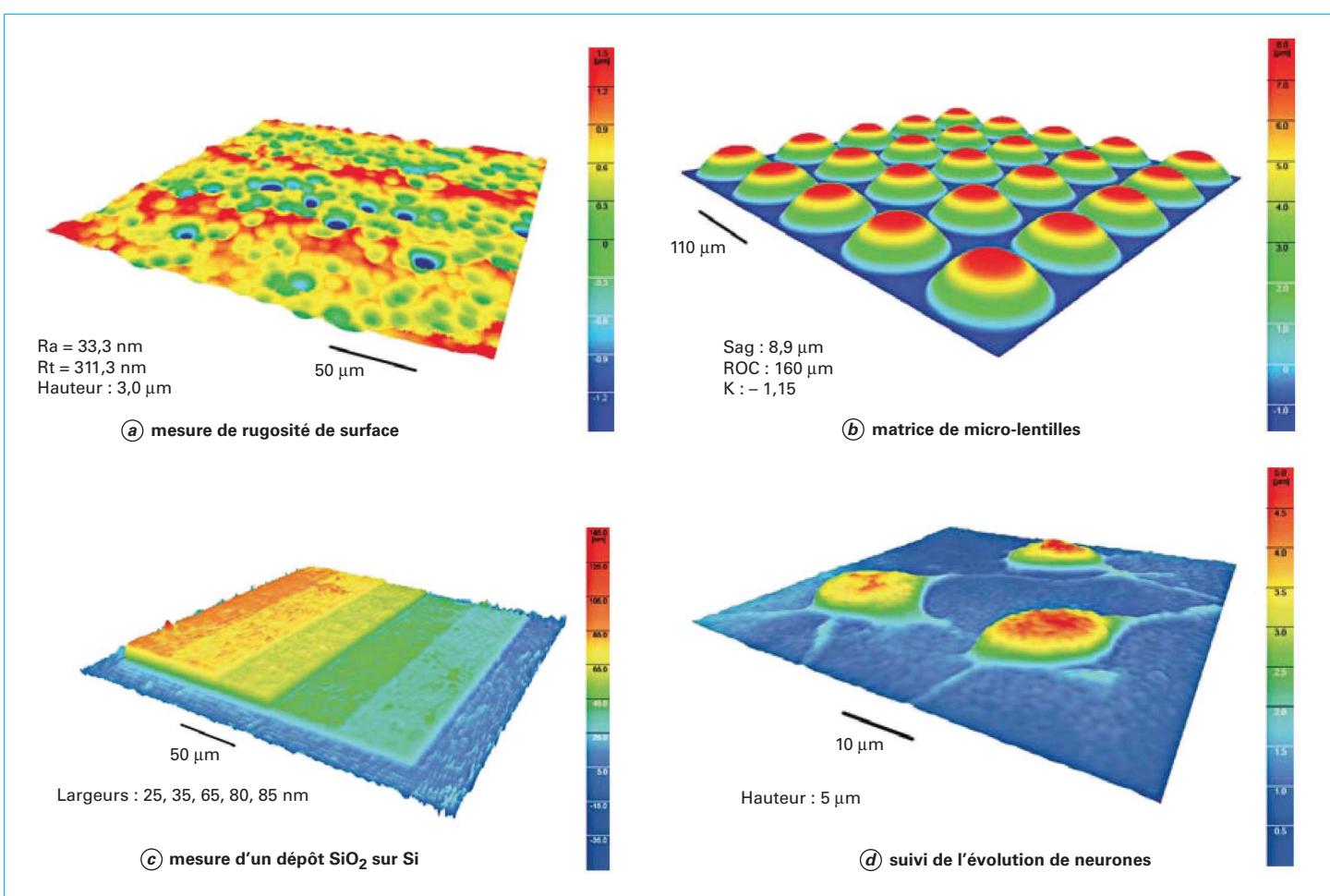


Figure 28 – Exemples d'utilisation du DMH (crédit : société Lyncée Tec)

Remarque : récemment, même la transformation de Fresnel discrète a été améliorée par un algorithme multi-résolution, se servant d'une nouvelle base d'ondelettes appelée « Fresnelette » [15].

3.2.2.1 Principe de l'interférométrie holographique

L'holographie digitale s'emploie en interférométrie selon la technique de la double exposition [R 6 210] [AF 3 345] :

- une première étape consiste à fabriquer l'hologramme digital de l'objet au temps de référence t_1 ;
- une deuxième étape consiste à éclairer simultanément cet hologramme et le même objet légèrement modifié au temps t_2 (figure 29).

Au temps t_2 , la lecture de l'hologramme $a \cdot [\psi_P^S]^* \cdot \psi_P^{(M_1)}$ restitue l'image virtuelle $\psi_{M'_1}$, comme si la plaque holographique n'était juste qu'un plan intermédiaire (§ 3.2.1.3). Cette image $\psi_{M'_1}$ mémorisée au temps t_1 se superpose à l'objet modifié au temps t_2 . Ainsi, l'amplitude $\psi_{M'}$ dans le plan d'observation s'exprime par $\psi_{M'} = \psi_{M'_1} + \psi_{M'_2}$, avec $\psi_{M'_2}$ amplitude de l'objet modifié au temps t_2 . L'amplitude modifiée de l'objet au temps t_2 s'exprime par $\psi_{M'_2} = \psi_{M'_1} \cdot e^{i \cdot \phi}$ lorsque sa phase ϕ varie légèrement. L'intensité lumineuse $I_{M'} = |\psi_{M'_1} + \psi_{M'_2}|^2$ s'exprime par $I_{M'} = 2 \cdot |\psi_{M'_1}|^2 \cdot [1 + \cos \phi]$.

L'holographie digitale interférentielle permet de mesurer précisément, et en temps réel, les déformations d'un objet grâce aux caractéristiques d'un système d'interférences.

Cependant, cette deuxième étape permettant la reconstruction peut actuellement se calculer. La caméra CCD prend, cette fois-ci, très rapidement une séquence d'hologrammes traitée, en temps réel, par l'ordinateur pour reconstruire une image représentant un système d'interférences, par exemple (figure 30).

Lors du calcul numérique pour la reconstruction de l'image à partir des hologrammes numériques, les intégrales doubles de la transformée de Fresnel sont remplacées par des sommes discrètes combinant la valeur des pixels des hologrammes numériques. Mais, comme pour la première étape permettant la fabrication de l'hologramme digital (§ 3.2.1.1), des contraintes d'échantillonnage dues à la numérisation sont à respecter pour obtenir une bonne résolution de l'image reconstruite (encadré 6).

3.2.2.2 Application à l'interférométrie holographique à trois longueurs d'onde

L'interférométrie holographique à trois longueurs d'onde a été développée en partenariat avec le département de l'aérodynamique appliquée de l'ONERA-Lille et l'université du Maine au Mans [16] [17]. Elle met en œuvre le banc optique schématisé à la figure 31.

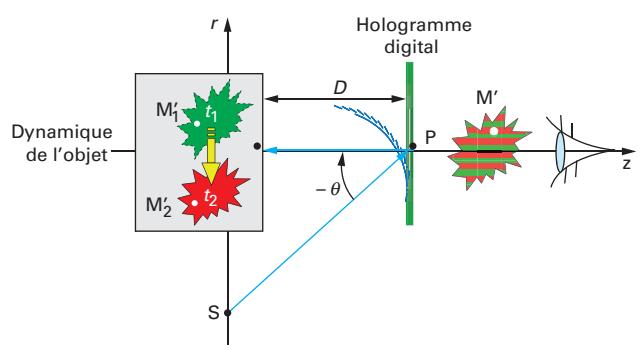


Figure 29 – Interférométrie en holographie digitale

Encadré 6 : Transformée de Fresnel discrète

La transformée de Fresnel discrète est calculée à partir de la transformée de Fourier discrète (TFD) qui est basée sur la propriété « périodicité-échantillonnage » [E 4 150].

Transformée de Fourier discrète

En utilisant une lentille, l'amplitude dans le plan de l'hologramme se détermine à partir de celle dans le plan objet de transmittance $t(x)$ par la TFD (§ 2.3.1) :

$$TF[t(x)] = \int_{\mathbb{R}} t(x) \cdot e^{-i \cdot 2 \cdot \pi \cdot x \cdot u} \cdot dx$$

avec $u = \frac{\xi}{\lambda \cdot f}$ fréquence spatiale (encadré 2).

Le plan de l'hologramme ne peut être échantillonné que si le plan objet est périodique. De même, lorsque le plan objet est échantillonné, le plan de l'hologramme est périodique, imposant le critère de Shannon [E 4 150]. Lorsque le pas d'échantillonnage p_{ξ} et la périodicité $N \cdot p_{\xi}$, N étant le nombre d'échantillons sur la période, sont définis pour le plan objet :

$$t(x) = t_m(x) * \sum_{k \in \mathbb{Z}} \delta(x - k \cdot N \cdot p_{\xi})$$

$$\text{avec } t_m(x) = \sum_{n=0}^{N-1} t_n \cdot \delta(x - n \cdot p_{\xi}).$$

t_n étant la valeur de la transmittance pour l'abscisse $n \cdot p_{\xi}$.

Les calculs donnent :

$$TF[t(x)] = TF[t_m(x)] \cdot \frac{1}{N \cdot p_{\xi}} \cdot \sum_{k \in \mathbb{Z}} \delta\left(u - \frac{k}{N \cdot p_{\xi}}\right)$$

$$\text{avec } TF[t_m(x)] = \sum_{n=0}^{N-1} t_n \cdot e^{-i \cdot 2 \cdot \pi \cdot n \cdot p_{\xi} \cdot u}.$$

puis par substitution de $TF[t_m(x)]$ dans l'expression de $TF[t(x)]$:

$$TF[t(x)] = \frac{1}{N \cdot p_{\xi}} \cdot \sum_{k \in \mathbb{Z}} \left[\sum_{n=0}^{N-1} t_n \cdot e^{-i \cdot 2 \cdot \pi \cdot \frac{n}{N} \cdot k \cdot n} \right] \cdot \delta(u - u_k)$$

$$\text{avec } u_k = \frac{k}{N \cdot p_{\xi}}.$$

La TFD se définit alors selon l'expression :

$$TFD[t(x)] = \sum_{n=0}^{N-1} t_n \cdot e^{-i \cdot 2 \cdot \pi \cdot \frac{n}{N} \cdot k \cdot n}$$

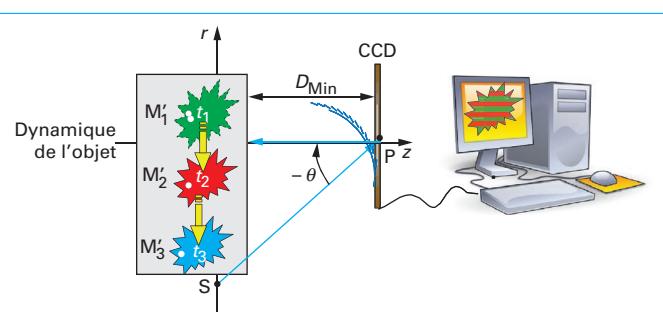


Figure 30 – Interférométrie au moyen d'une séquence d'hologrammes

Encadré 6 : Transformée de Fresnel discrète (suite)

Distance minimale du capteur conditionnée par la numérisation

Le pas d'échantillonnage ξ dans le plan de l'hologramme est défini par la relation $\frac{\xi}{\lambda \cdot D} = \frac{1}{N \cdot p_\xi}$ avec $D = f$. Ainsi, pour obtenir une bonne résolution de l'image reconstruite, la condition $\xi \geq p_\xi$ s'impose pour que le pas d'échantillonnage soit supérieur à la taille d'un pixel. Finalement comme $\frac{\lambda \cdot D}{p_\xi \cdot N} \geq p_\xi$, la distance minimale de positionnement de la CCD est donc :

$$D_{\min} = \sup \left(\frac{N \cdot p_\xi^2}{\lambda}, \frac{M \cdot p_\eta^2}{\lambda} \right)$$

Transformée de Fresnel échantillonnée

Afin de trouver la forme discrète de la transformée de Fresnel $\psi_P = \psi_M * g_{MP}$ (encadré 5), la TFD s'applique directement à l'intégrale double :

$$\psi_P = e^{\frac{i \cdot \pi}{\lambda \cdot D} (\xi^2 + \eta^2)} \int_{\mathbb{R}^2} \psi_M \cdot e^{\frac{i \cdot \pi}{\lambda \cdot D} (x^2 + y^2)} \cdot e^{-\frac{i \cdot 2 \cdot \pi}{\lambda \cdot D} (\xi \cdot x + \eta \cdot y)} dx \cdot dy$$

qui devient la somme double :

$$\psi_P = e^{\frac{i \cdot \pi \cdot \lambda \cdot D}{p^2} \left(\frac{k^2}{N^2} + \frac{l^2}{M^2} \right)} \cdot \sum_{n=0}^{N-1} \sum_{m=0}^{M-1} \psi_M e^{\frac{i \cdot \pi \cdot p^2}{\lambda \cdot D} \cdot (n^2 + m^2)} e^{-i \cdot 2 \cdot \pi \left(\frac{k \cdot n}{N} + \frac{l \cdot m}{M} \right)}$$

tels que les points $M(x, y)$ et $P(\xi, \eta)$ soient digitalisés selon $M(p \cdot n, p \cdot m)$ et $P\left(\frac{\lambda \cdot D}{p} \cdot \left(\frac{k}{N}, \frac{l}{M}\right)\right)$ avec p la diagonale d'un pixel. Cette transformation de Fresnel digitale calcule $N \times M$ coefficients pour le plan de l'hologramme digitalisé, et se note également $\psi_P = \psi_M * g_{MP}$, le symbole « $*$ » étant cette fois, la convolution digitale.

Trois lasers constituent les sources lumineuses : laser argon-krypton pour la raie rouge (647 nm) et deux diodes lasers pour les raies verte (532 nm) et bleue (457 nm). Après avoir traversé le banc d'optique, les trois faisceaux sont divisés en deux par un cube séparateur :

- trois ondes de référence renvoyées par un miroir concave sur la caméra rapide 3CCD qui enregistre le phénomène [17] ;

- trois ondes de mesure traversant la zone d'expérience, qui se réfléchissent sur un miroir plan placé juste derrière la zone pour être renvoyées sur la caméra.

Dans ce cas, le choix concerne l'étude de l'évolution du champ de la masse volumique lors d'un écoulement gazeux subsonique instationnaire autour d'un cylindre. L'enregistrement s'effectue à une cadence de 35 000 images par seconde, puis le calcul de la transformée de Fresnel digitale permet de construire les cartes de phase moyennées (figure 32). En particulier, l'interférométrie holographique, dite « couleur », permet de visualiser une ligne isochore pour chaque longueur d'onde, ce qui présente l'avantage de pouvoir recaler les interférogrammes entre eux.

4. Conclusion

Le premier article [E 4 150] « De la diffraction au plan de Fourier... » est complété par ce deuxième article « Du plan de Fourier à l'imagerie », qui présente des applications pratiques de l'optique de Fourier, allant de la recherche fondamentale vers la recherche industrielle. Il présente un panel d'applications non exhaustif, permettant d'appréhender plusieurs notions utilisées par des systèmes optiques.

En effet, les dispositifs optiques apparaissent au quotidien pour effectuer des mesures dimensionnelles, du traitement d'images en temps réel, de la surveillance liée à la sécurité des personnes ou bien d'autres exemples encore.

L'utilisation d'un formalisme efficace, comme l'optique de Fourier, constitue un outil de premier niveau pour les exemples cités.

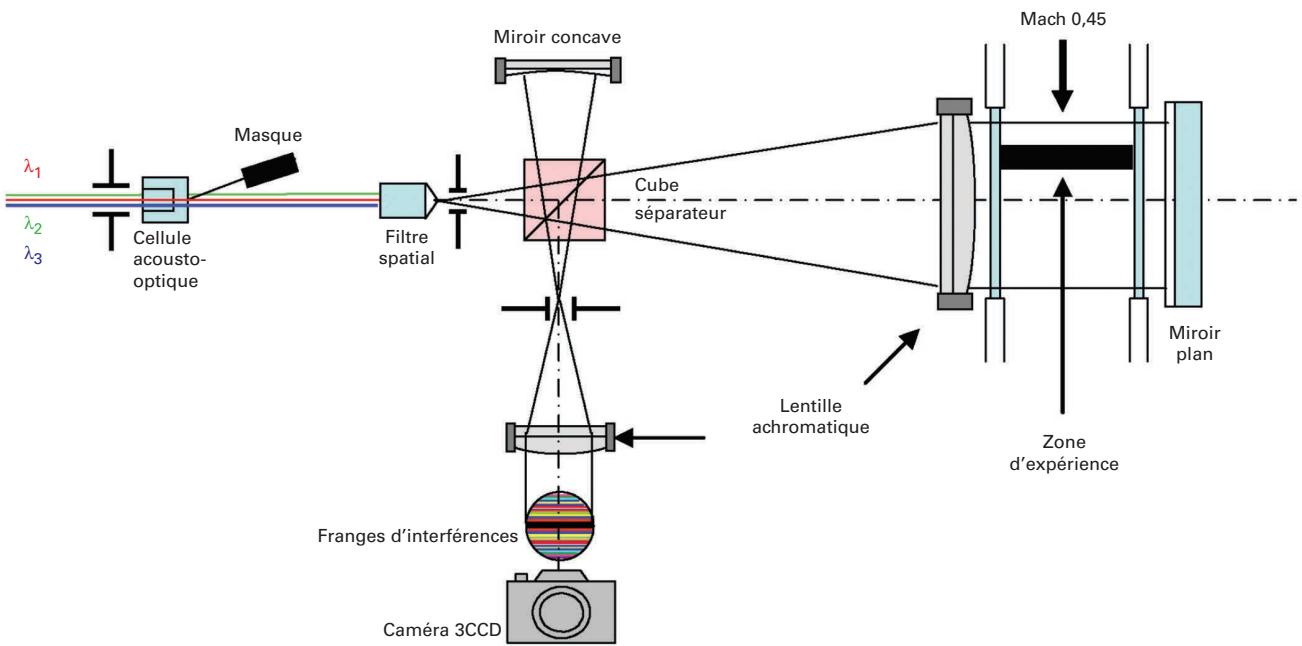


Figure 31 – Montage pour interférométrie holographique digitale (crédits : ONERA)

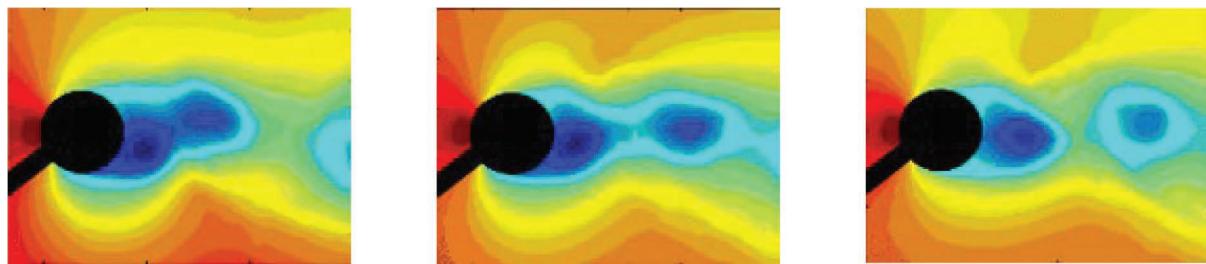


Figure 32 – Interférométrie évolutive d'un champ de masse volumique (crédit : ONERA)

Il est donc très important de maîtriser cette théorie qui offre une ouverture sur le monde numérique. C'est un enjeu majeur aujourd'hui et dans les années à venir.

| Remerciements |
|---|
| Les auteurs remercient Pascal Gallais et Yann Clenet, de l'observatoire de Paris, pour les clichés fournis sur les étoiles doubles. |
| Les auteurs remercient également et particulièrement le département de Mesures Physiques de l'IUT de Caen qui a permis de réaliser les expériences d'optique de Fourier pour cet article au moyen du matériel acquis auprès de la société Dida Concept. |
| Enfin, les auteurs remercient vivement le docteur Shribak Michael (Marine Biological Laboratory, 7 MBL Street, Woods Hole, MA, USA 02543) pour sa participation à la rédaction du paragraphe 3.1. |

5. Glossaire

transmittance ; transmittance

Fonction de transfert spécifique, caractérisant la transmission en amplitude de la lumière en chaque point d'un système optique.

vorticelle ; vorticella

Protozoaire cilié holotrichie très commun dans les eaux douces, qui vit le plus souvent fixé par un long pédoncule sur les végétaux submergés. (Il peut rétracter brusquement ce pédoncule, créant ainsi dans l'eau un courant qui attire vers lui ses proies microscopiques) (définition Larousse).

6. Sigles

| Symbol | Unité | Description |
|-----------|-------|--|
| ψ^* | – | complexe conjugué |
| $g * f$ | – | produit de convolution |
| TF | – | transformée de Fourier |
| TFD | – | transformée de Fourier discrète |
| λ | m | longueur d'onde |
| AFM | – | <i>Atomic Force microscopy</i> (microscope à force atomique) |
| BQ | – | boîtes quantiques |
| CCD | – | <i>Charge Coupled Devices</i> (dispositif de transfert de charge) |
| CMOS | – | <i>Complementary Metal Oxide Semiconductor</i> (oxyde métallique semi-conducteur complémentaire) |
| OPD | – | <i>Optical Path Difference</i> (différence de marche optique) |
| t_M | – | transmittance |
| DMH | – | <i>Digital Microscope Holography</i> |

Vers l'optique de Fourier digitale

Du plan de Fourier à l'imagerie

par **Christophe LABBÉ**

Maître de conférences à l'Université de Caen

Normandie Univ., UNICAEN, IUT de Caen, Département Mesures Physiques, Caen, France

Normandie Univ., ENSICAEN, UNICAEN, CEA, CNRS, CIMAP Caen, France

et **Benoît PLANCOULAINE**

Maître de conférences à l'Université de Caen

Normandie Univ., UNICAEN, IUT de Caen, Département Mesures Physiques, Caen, France

Normandie Univ., UNICAEN, INSERM, ANTICIPE, Caen, France

Faculty of Medecine, Vilnius University, Vilnius, Lituanie

Sources bibliographiques

- [1] RASBAND (W.S.), ELICEIRI (K.W.) et SCHNEIDER (C.A.). – *NIH Image to ImageJ : 25 years of image analysis*. Nature Methods, 9, p. 671-675 (2012).
- [2] FRUCHART (M.), LIDON (P.), THIBIERGE (E.), CHAMPION (M.) et LE DIFFON (A.). – *Physique expérimentale*. Optique, mécanique des fluides, ondes et thermodynamique, éditeur De Boeck (2016).
- [3] ZERNIKE (F.). – *Phase contrast, a new method for the microscopic observation of transparent objects*. Physica, vol. 9, [7], p. 686-698 (1942).
- [4] CHENAUD (B.) et VALVIN (P.). – *Granularité laser et interférences de speckles*. Bulletin de l'Union des Physiciens, 101 (899(1)), p. 1101-1121 (2007).
- [5] ABBOUD (M.) et LEBRUN (G.). – *Le speckle pour mesurer, la maturité des fruits climactériques*. Photoniques, vol. 81, p. 32-36 (2016).
- [6] LABEYRIE (A.). – *Measurement of stellar angular diameters by speckle Interferometry*. J. Appl. Phys., 14 (Suppl. 14-1), Japan (1974).
- [7] HEPNER (G.) et POULBOT (D.). – *Luminosité en holographie de Fourier*. Revue de Physique appliquée, vol. 3, p. 157-168 (1968).
- [8] LAUG (M.). – *Traitements optiques du signal et des images*. Livre, Édition Cepadues (1980).
- [9] ALFALOU (A.). – *La corrélation optique, un outil de décision*. IEEE Canadian Review, vol. hiver 2005, p. 6-10 (2005).
- [10] SHRIBAK (M.), LAFOUNTAIN (J.), BIGGS (D.) et INOUÉ (S.). – *Orientation-independent differential interference contrast (DIC) microscopy and its combination with orientation-independent polarization system*. J. Biomed. Opt., 13(1), p. 014011 (2008).
- [11] SHRIBAK (M.), LARKIN (K.G.) et BIGGS (D.). – *Mapping optical path length and image enhancement using quantitative orientation-independent differential interference contrast microscopy*. J. Biomed. Opt., 22(1), p. 016006 (2017).
- [12] JACUBOWIEZ (L.). – *Hologrammes synthétisés par ordinateur*. Photoniques, vol. 74, p. 47-52 (2014).
- [13] LI (J.C.) et PICART (P.). – *Holographie numérique : principes, algorithmes et applications*. Éditions Hermès, Paris.
- [14] Société Lyncée Tec. – *Osez la microscopie holographique digitale !* Photoniques, vol. 38, p. 34-36 (2008).
- [15] LIEBLING (M.). – *On fresnelets, interference fringes and digital holography*. Thèse de Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, n° 2977 (2004).
- [16] TANKAM (P.). – *Méthodes d'holographie numérique couleur pour la métrologie sans contact en acoustique et mécanique*. Thèse d'université du Maine (2010).
- [17] DESSE (J.M.) et PICART (P.). – *Analyse des écoulements instationnaires par interférométrie holographique numérique couleur*. Photoniques, vol. 56, p. 43-48 (2011).
- [18] PIEDRAHITA-QUINTERO (P.), CASTAÑEDA (R.) et GARCIA-SUCERQUIA. – *Numerical wave propagation in Image*. J. Appl. Opt., vol. 54, p. 6410-6415 (2015).

Ouvrages

LAUG (M.). – *Traitements optiques du signal et des images*. CEPADUES Éditions (1980).

MARAIS (B.). – *Exercices d'optique de Fourier*. Dunod Université. M. FRANÇON, Holographie, 1969, Masson & Cie (1980).

À lire également dans nos bases

AMBS (P.). – *Calcul optoélectronique et hologrammes calculés*. [RE 171] (2013).

LABBÉ (C.) et PLANCOULAINE (B.). – *Optique matricielle pour l'analyse des systèmes centrés*. [E 8 250] (2017).

LABBÉ (C.) et PLANCOULAINE (B.). – *Vers l'optique de Fourier digitale – De la diffraction au plan de Fourier...* [E 4 150] (2018).

SMIGIELSKI (P.). – *Holographie optique – Principes*. [AF 3 340] (1998).

SMIGIELSKI (P.). – *Interférométrie holographique – Principes*. [AF 3 345] (1998).

SMIGIELSKI (P.). – *Interférométrie de speckle*. [R 6 331] (2001).

SMIGIELSKI (P.). – *Caractérisation des vibrations par interférométrie*. [R 6 210] (2005).

Outils logiciels (liste non exhaustive)

Logiciel de traitement d'images « Imagej »
<https://imagej.nih.gov/ij/>

Un plugin « Numerical wave propagation » d'Imagej permet la simulation de la transformation en champ très proche et proche. L'article [E 4 150] est consacré à ce plugin.

Sites Internet

Étoiles doubles, Interférométrie de speckle, Observatoire de Paris :
<http://ufe.obspm.fr/Master/Master-Premiere-annee/Organisation-des-enseignements/Option-IMA/Tps-IMA.html>

Contrast de phase, Bitesize Bio :
<http://bitesizebio.com/19346/catching-waves-what-a-microscopist-ought-to-know-about-phase-contrast>

Holographie analogique et numérique à trois longueurs d'onde, ONERA :
<http://www.onera.fr/fr/daap/holographie>

GAGNEZ DU TEMPS ET SÉCURISEZ VOS PROJETS EN UTILISANT UNE SOURCE ACTUALISÉE ET FIABLE

Techniques de l'Ingénieur propose la plus importante collection documentaire technique et scientifique en français !

Grâce à vos droits d'accès, retrouvez l'ensemble des **articles et fiches pratiques de votre offre, leurs compléments et mises à jour,** et bénéficiez des **services inclus.**



- + de 350 000 utilisateurs
- + de 10 000 articles de référence
- + de 80 offres
- 15 domaines d'expertise

- | | |
|---|---|
| <input type="radio"/> Automatique - Robotique | <input type="radio"/> Innovation |
| <input type="radio"/> Biomédical - Pharma | <input type="radio"/> Matériaux |
| <input type="radio"/> Construction et travaux publics | <input type="radio"/> Mécanique |
| <input type="radio"/> Électronique - Photonique | <input type="radio"/> Mesures - Analyses |
| <input type="radio"/> Énergies | <input type="radio"/> Procédés chimie - Bio - Agro |
| <input type="radio"/> Environnement - Sécurité | <input type="radio"/> Sciences fondamentales |
| <input type="radio"/> Génie industriel | <input type="radio"/> Technologies de l'information |
| <input type="radio"/> Ingénierie des transports | |

Pour des offres toujours plus adaptées à votre métier,
découvrez les offres dédiées à votre secteur d'activité

Depuis plus de 70 ans, Techniques de l'Ingénieur est la source d'informations de référence des bureaux d'études, de la R&D et de l'innovation.

www.techniques-ingenieur.fr

CONTACT : Tél. : + 33 (0)1 53 35 20 20 - Fax : +33 (0)1 53 26 79 18 - E-mail : infos.clients@teching.com

LES AVANTAGES ET SERVICES compris dans les offres Techniques de l'Ingénieur

ACCÈS



Accès illimité aux articles en HTML

Enrichis et mis à jour pendant toute la durée de la souscription



Téléchargement des articles au format PDF

Pour un usage en toute liberté



Consultation sur tous les supports numériques

Des contenus optimisés pour ordinateurs, tablettes et mobiles

SERVICES ET OUTILS PRATIQUES



Questions aux experts*

Les meilleurs experts techniques et scientifiques vous répondent



Articles Découverte

La possibilité de consulter des articles en dehors de votre offre



Dictionnaire technique multilingue

45 000 termes en français, anglais, espagnol et allemand



Archives

Technologies anciennes et versions antérieures des articles



Impression à la demande

Commandez les éditions papier de vos ressources documentaires



Alertes actualisations

Recevez par email toutes les nouveautés de vos ressources documentaires

*Questions aux experts est un service réservé aux entreprises, non proposé dans les offres écoles, universités ou pour tout autre organisme de formation.

ILS NOUS FONT CONFIANCE



www.techniques-ingénieur.fr

CONTACT : Tél. : + 33 (0)1 53 35 20 20 - Fax : +33 (0)1 53 26 79 18 - E-mail : infos.clients@teching.com