

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Optique et Radiofréquences**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

« **Wilfried GLASTRE** »

Thèse dirigée par « **Eric LACOT** » et
codirigée par « **Olivier JACQUIN** »

préparée au sein du **Laboratoire Interdisciplinaire de Physique**
(**UMR 5588**) 140 Av. de la physique 38402 Saint Martin d'Hères
dans l'École Doctorale **EEATS**

Imagerie plénoptique à travers des milieux complexes par synthèse d'ouverture optique

Thèse soutenue publiquement le « **25 Septembre 2013** »,
devant le jury composé de :

Dr, Benoît, BOULANGER

Professeur à l'Université Joseph Fourier de Grenoble, Président

Dr, Mehdi, ALOUINI, habilité à diriger des recherches

Maître de Conférences à l'Université de Rennes, Rapporteur

Dr, Thierry, BOSCH

Professeur à l'INP de Toulouse, LAAS-CNRS, Rapporteur

Dr, François, RAMAZ

Maître de Conférences à L'ESPCI ParisTech, Membre

Dr, Patrick, GEORGES

Directeur de Recherches au CNRS, Palaiseau, Membre

Dr, Eric, LACOT

Professeur à l'Université Joseph Fourier de Grenoble, Directeur de thèse

Dr, Olivier, JACQUIN

Maître de Conférences à l'Université Joseph Fourier de Grenoble,
Directeur de thèse



REMERCIEMENTS

Je souhaite avant tout remercier mes deux directeurs de thèse Eric Lacot et Olivier Jacquin pour m'avoir permis d'effectuer cette thèse dans d'excellentes conditions et pour avoir partagé avec moi leur grandes compétences dans le domaine de l'imagerie optique. Ils ont, par ailleurs, sù être à mon écoute, m'orienter et ont pris le temps de me faire découvrir le monde de la recherche ce dont je leur suis très reconnaissant. Si cette thèse a été un succès c'est avant tout grâce à eux.

Je voudrais également remercier les 5 membres du Jury : Mehdi Alouini et Thierry Bosch en qualité de rapporteurs, Benoît Boulanger en qualité de président et enfin François Ramaz et Patrick Georges. Je leur suis reconnaissant du temps qu'ils ont bien voulu accorder à la lecture et à l'évaluation de mon travail.

Je salue également les trois autres membres de mon équipe : Oliver Hugon, mon voisin qui a su gérer mon flot de paroles incessant, Hugues Guillet pour nos échanges autour d'un jarret de porc à Munich et Sylvie Costrel pour ses coups de main « méca » et pour les cafés partagés avec moi.

Je voudrais aussi remercier le Laboratoire Interdisciplinaire de Physique et plus particulièrement son directeur, Jacques Derouard, pour m'avoir accueilli dans de si bonnes conditions pendant ces trois années de thèse.

J'en profite également pour exprimer ma reconnaissance aux personnes qui m'ont accompagné dans ma première expérience d'enseignant au CPP, à savoir Cilly Briot, Isabelle Schanen et Illir Trimcev. Ils ont su me donner des conseils avisés et le goût de l'enseignement.

Bien évidemment, cette thèse n'aurait pas pu voir le jour sans le soutien de mes parents qui m'ont accompagné et soutenu tout au long de mes études ; je tiens également à leur exprimer ici toute ma gratitude. Plus particulièrement je remercie ma mère qui a passé beaucoup de temps à relire ma thèse.

TABLE DES MATIERES

Remerciements	1
Table des matières	3
GLOSSAIRE	7
1) Paramètres et notations :	7
2) Acronymes :	13
Résumé	15
Summary	16
Introduction	17
1) Contexte et objectifs :	17
2) Difficultés liées au cahier des charges :	17
3) Travail mené pendant cette thèse :	28
CHAPITRE 1 : l'imagerie laser coherente	33
1) Introduction : principes de l'imagerie balistique à travers des milieux diffusants.....	33
a) Sélection des photons balistique par la microscopie non-linéaire.....	33
b) Sélection temporelle des photons balistiques.....	35
c) Sélection polarimétrique des photons balistiques	38
d) Sélection spatiale des photons balistiques.....	38
e) Choix d'une technique	39
2) La microscopie confocale.....	41
a) Historique et principe	41
b) Performances de réjection	43
c) Vitesse	47
d) Sensibilité.....	49
3) La microscopie interférométrique hétérodyne	53
a) Historique et principe	53
b) Performances de réjection	56
c) La tomographie par cohérence optique	58
d) Sensibilité, vitesse	64
4) L'imagerie laser cohérente autodyne	67
a) Le dispositif LOFI.....	67
b) Le signal LOFI	71

c)	Réjection des photons multi-diffusés, sensibilité, vitesse	75
5)	Conclusion du chapitre	80
CHAPITRE 2 : Imagerie sans lentille et synthèse d'ouverture LOFI		93
1)	Introduction : la synthèse d'ouverture	93
a)	Astronomie	94
b)	Imagerie optique	95
c)	Géophysique	98
d)	Cristallographie	101
e)	La synthèse d'ouverture par la méthode LOFI	103
2)	La synthèse d'ouverture LOFI : dispositifs expérimentaux	105
a)	Dispositif de balayage en rotation	105
b)	Dispositif de balayage en translation	107
3)	Résolution : performances théoriques et expérimentales	110
a)	Dispositif de balayage en rotation	110
b)	Dispositif de balayage en translation	119
4)	Sensibilité du montage et temps d'acquisition : performances théoriques et expérimentales	125
a)	Dispositif de balayage en rotation	126
b)	Dispositif de balayage en translation	132
5)	Conclusion du chapitre	139
a)	Résumé	139
b)	Perspectives	141
CHAPITRE 3 : la Microscopie plénoptique LOFI		147
1)	Introduction : l'imagerie plénoptique	147
a)	Dispositif basé sur une matrice de microlentilles	150
b)	Dispositif basé sur des masques optiques	153
c)	Limitations des deux technologies en vue d'une application pour notre problématique	157
2)	Le LOFI : un dispositif d'imagerie plénoptique	158
3)	Correction numérique des aberrations de l'objectif	161
a)	Désalignements du montage par synthèse d'ouverture en translation et source des aberrations :	162
b)	Elimination des aberrations :	165
4)	Imagerie résolue d'objets non plans	168

5) Conclusion.....	174
CHAPITRE 4 : bruits et limitations du IOFI à synthèse d'ouverture	177
1) Introduction	177
2) Réinjection de photons parasites	178
a) Echos avant les miroirs galvanométriques	179
b) Echos après les miroirs galvanométriques	180
c) Elimination des échos parasites : l'imagerie LOFI par marquage acoustique	183
3) Bruits et dérives de phase.....	192
a) Bruit de phase périodique.....	192
b) Bruit aléatoire de phase	198
c) Dérives de phase.....	205
4) Bruit de photons	209
a) Augmentation du temps d'intégration par pixel.....	210
b) Suréchantillonnage de l'image brute et filtrage	211
c) Validations expérimentales	215
5) Conclusion du chapitre.....	217
a) Bilan	217
b) Perspectives	219
Conclusion et Perspectives.....	223
1) Bilan de la thèse	223
2) Perspectives futures	229
a) Perspectives à court terme :.....	229
b) Perspectives à long terme :.....	230

GLOSSAIRE

1) Paramètres et notations :

α_x, α_y : Position angulaire des miroirs galvanométriques.

B_{ij} : Coefficient d'Einstein d'émission stimulée/absorption entre les niveaux i et j.

c : Vitesse de la lumière.

d_{rot} : Distance entre les deux miroirs dans le cas du dispositif de synthèse en rotation.

d_x, d_y : Décalage entre le laser et le centre des miroirs galvanométriques.

δ_C : Longueur de cohérence de la source lumineuse.

$\delta x, \delta y$: Echantillonnage spatial des images (distance entre deux pixels) respectivement selon les directions X et Y.

D_{objet} : Taille de la cible.

$DSP(\Omega)$: Densité spectrale de puissance du bruit

$\Delta f, \Delta \Omega$: Bande passante en fréquence et en pulsation.

$\Delta \mu_{rot}, \Delta \nu_{rot}$: Contenu spectral en ondes planes, largeur de $\tilde{H}_{rot,R}(\mu, \nu, l_{rot}, d_{rot}, L_{rot})$.

$\Delta \mu_{trans}, \Delta \nu_{trans}$: Contenu spectral en ondes planes, largeur de $\tilde{H}_{trans,R}(\mu, \nu, L_{trans})$.

ΔL_{rot} : Distance entre la face d'entrée de la cuve et la cible en synthèse de rotation (chapitre 4).

$\Delta n_{eau}(t)$: Variation d'indice de l'eau causée par la variation de pression (chapitre 4).

$\Delta P(t)$: Variation de pression dans le lait dilué induite par l'onde de marquage acoustique (chapitre 4).

ΔP_0 : Amplitude de $\Delta P(t)$.

$\Delta \varphi(t)$: Variation de phase induite par l'onde de marquage acoustique (chapitre 4).

e : Charge de l'électron

F_e, Ω_e : Fréquence et pulsation à laquelle se fait la détection synchrone.

$F_A / 2$: Fréquence acoustique utilisée dans le dispositif anti-échos parasites (chapitre 4).

F_+ : Décalage de fréquence optimal en LOFI (pas de saturation et bruit de photons, chapitre 1).

f : Focale de l'objectif.

G : Gain de la chaîne de détection.

$\tilde{H}_{aber}(\mu, \nu)$: Terme dans l'espace de Fourier correspondant aux aberrations autre que la défocalisation. C'est un terme de déphasage des ondes planes (amplitude 1).

$\tilde{H}_{filtreadap}(\mu, \nu, L_{trans})$: Filtre adapté dans l'espace de Fourier (chapitre 4).

$h_{retroprop}(x, y, L)$: (fonction impulsionnelle de rétro-propagation dans l'espace libre sur une distance L (Transformée de Fourier inverse de $\tilde{H}_{retroprop}(\mu, \nu, L)$)).

$\tilde{H}_{retroprop}(\mu, \nu, L)$: Fonction de transfert (donc dans l'espace des fréquences spatiales) dans l'espace libre sur une distance L .

$\tilde{H}'_{retroprop}(\mu, \nu, L)$: Pareil que $\tilde{H}_{retroprop}(\mu, \nu, L)$ mais avec un terme de phase supplémentaire pour compenser des aberrations autre que la défocalisation.

$h_{rot,R}(x, y, l_{rot}, d_{rot}, L_{rot})$: PSF brute d'un objet à une distance L_{rot} (dispositif de synthèse en rotation).

$\tilde{H}_{rot,R}(\mu, \nu, l_{rot}, d_{rot}, L_{rot})$: Transformée de Fourier spatiale de $h_{rot,R}(x, y, l_{rot}, d_{rot}, L_{rot})$.

$h_{rot,SA}(x, y, l_{rot}, d_{rot}, L_{rot}, L'_{rot})$: PSF d'un objet à une distance L'_{rot} après synthèse sur un plan à une distance L_{rot} (synthèse en rotation).

$\tilde{H}_{rot,SA}(\mu, \nu, l_{rot}, d_{rot}, L_{rot}, L'_{rot})$: Transformée de Fourier spatiale de $h_{rot,SA}(x, y, l_{rot}, d_{rot}, L_{rot}, L'_{rot})$.

$h_{trans,R}(x, y, L_{trans})$: PSF brute d'un objet à une distance L_{trans} (dispositif de synthèse en translation).

$h'_{trans,R}(x, y, L_{trans})$: PSF brute d'un objet à une distance L_{trans} (dispositif de synthèse en translation) après marquage acoustique (chapitre 4) ou après ajout de bruit de phase.

$\tilde{H}_{trans,R}(\mu, \nu, L_{trans})$: Transformée de Fourier spatiale de $h_{trans,R}(x, y, L_{trans})$.

$\tilde{H}'_{trans,R}(\mu, \nu, L_{trans})$: Pareil que $\tilde{H}_{trans,R}(\mu, \nu, L_{trans})$ mais dans le cas où la PSF contient des aberrations ($\tilde{H}_{aber}(\mu, \nu)$) en plus d'une défocalisation ou bien une contribution de bruit de phase.

$h_{trans,SA}(x, y, L_{trans}, L'_{trans})$: PSF d'un objet à une distance L'_{trans} après synthèse sur un plan à une distance L_{trans} (synthèse en rotation).

g : Facteur d'anisotropie associé à la diffusion de la lumière.
 i_0 : Amplitude du courant induit dans la photodiode par le flux lumineux oscillant à la fréquence F_e (signal utile).
 $I_{bat}(x)$: Intensité du faisceau de photons balistiques (introduction).
 $I_{serpent}(x)$: Intensité du faisceau de photons balistiques et serpentiles (introduction).
 $J_n(x)$: Fonction de Bessel de première espèce et d'ordre n .
 k : Constante de Boltzmann.
 l : Libre parcours moyen.
 l_{tr} : Libre parcours moyen de transport.
 l_{rot} : Distance waist-miroir galvanométrique dans le dispositif de synthèse d'ouverture en rotation.
 l_{tr} : Libre parcours de transport moyen.
 L_{rot} : Distance miroir galvanométrique-cible pour la synthèse d'ouverture en rotation.
 L_{trans} : Défocalisation dans le cas d'un dispositif de synthèse par translation.
 L_2 : Lentille avant le détecteur.
 λ_A : Longueur d'onde du faisceau acoustique utilisé dans le dispositif anti-échos parasites (chapitre 4). Longueur d'onde associée à la fréquence $F_A / 2$ dans l'eau.
 M_x, M_y : Miroirs galvanométriques balayant selon les directions X et Y.
 $m_{alea}(x, y)$: Terme de bruit de phase aléatoire (voir chapitre 4).
 $m_{dérives}(y)$: Terme de dérive de phase aléatoire (voir chapitre 4).
 $m_{sinus}(x, y)$: Terme de bruit de phase sinusoïdal (voir chapitre 4).
 (μ_0, ν_0) : Fréquences spatiales associées au bruit de phase sinusoïdal dans l'image brute respectivement dans les directions X et Y (voir chapitre 4).
 μ_a : Coefficient d'absorption optique.
 μ : Coefficient de diffusion.
 μ_{tr} : Coefficient de diffusion de transport.
 n_{eau} : Indice de l'eau.
 n : Ordre du marquage (2 dans cette thèse, chapitre 4).

N : Inversion de population (Annexe D), nombre de pixels derrière les microlentilles dans une direction (chapitre 3, dispositif avec microlentilles).

$N_{rot,pixels,R}(l_{rot}, L_{rot})$: Nombre de pixels dans la PSF brute (qui se concentrent en un pixel synthétique après synthèse), cas de la synthèse en rotation.

$N_{trans,pixels,R}(L_{trans})$: Nombre de pixels dans la PSF brute (qui se concentrent en un pixel synthétique après synthèse), cas de la synthèse en translation.

ν : Fréquence optique.

ON : Ouverture numérique de l'objectif.

OD : Densité Optique, Optical Density en anglais.

P_{out} : Puissance de sortie du laser.

$P_{batt}(t)$: Puissance optique du signal de battement (signal oscillant à la fréquence F_e).

$P_{batt,0}(L)$: Amplitude de la puissance rétro-diffusée par une cible à une distance L du waist collectée par l'objectif.

$P_{dir,coll}$: Puissance optique rétro-réfléchiée par la cible, cas du LOFI « direct » (cible dans le plan focal image de l'objectif).

$P_{EqBruit}$: Puissance optique sur la photodiode équivalente au bruit.

$P_{tot}(t)$: Puissance optique totale arrivant sur la photodiode (battement et autres).

P_1, P_2 : Puissance optique arrivant sur le détecteur en provenance, respectivement, du bras de référence et du bras de la cible (cas des interféromètres à deux bras).

$P_{coll} \propto P_{batt,0}^2$: Puissance optique rétro-réfléchiée par la cible et enregistrée dans l'image finale. Dans le cas des montages interférométriques, l'amplitude du battement en sortie est proportionnelle au champ électrique, il convient de considérer $P_{coll} \propto P_{batt,0}^2 \propto |r_{eff}|^2$.

P_{cible} : Puissance optique incidente sur la cible.

$P_{rot,coll,SA}(l_{rot}, L_{rot})$: Puissance optique (par pixel dans l'image de synthèse) rétro-réfléchiée par une cible à une distance L_{rot} du miroir M_y sur laquelle on se refocalise numériquement, cas de la synthèse en rotation.

$P_{trans,coll,SA}(L_{trans})$: Puissance optique (par pixel dans l'image de synthèse) rétro-réfléchiée par une cible à une distance L_{trans} du waist sur laquelle on se refocalise numériquement, cas de la synthèse en translation.

$P_{trans,coll,SA}(L_{trans}, L_{trans} - \delta)$: Puissance optique (par pixel dans l'image de synthèse) rétro-réfléchiée par une cible à une distance $L_{trans} - \delta$ du waist dans le cas où l'on est focalisé numériquement à une distance L_{trans} (cas de la synthèse en translation).

$P_{\Phi}(\phi)$: Densité de probabilité associée au bruit de phase aléatoire (voir chapitre 4).

\tilde{P}_{Φ} : Fonction caractéristique associée au bruit de phase aléatoire, c'est la transformée de Fourier de $P_{\Phi}(\phi)$.

$\Phi(x, y)$: Fonction correspondant aux bruits de phase (chapitre 4).

Φ_0 : Amplitude du bruit de phase sinusoïdal sur l'image LOFI brute (voir chapitre 4).

φ_{batt} : Phase des battements sinusoïdaux.

φ : C'est l'angle en coordonnées polaires dans l'espace fréquentiel (μ, ν) dans le chapitre 3.

$q_{trans,R}(\delta)$: Rayon de courbure complexe ou paramètre complexe associé de la PSF brute.

r : Waist du laser.

r_A : Waist du faisceau acoustique (chapitre 4).

$R_{rot,R}(l_{rot}, d_{rot}, L_{rot})$: Rayon de courbure gaussien de $h_{rot,R}(x, y, l_{rot}, d_{rot}, L_{rot})$.

$R_{trans,R}(L_{trans})$: Rayon de courbure gaussien de $h_{trans,R}(x, y, L_{trans})$.

$RES_{rot,R}(l_{rot}, d_{rot}, L_{rot})$: Largeur de $h_{rot,R}(x, y, l_{rot}, d_{rot}, L_{rot})$ (cas de la synthèse en rotation).

$RES_{rot,SA}(l_{rot}, d_{rot}, L_{rot}, L'_{rot} - L_{rot})$: Largeur de $h_{rot,SA}(x, y, l_{rot}, d_{rot}, L_{rot}, L'_{rot})$ (cas de la synthèse en rotation).

$RES_{trans,R}(L_{trans})$: Largeur de $h_{trans,R}(x, y, L_{trans})$ (cas de la synthèse en translation).

$RES_{trans,SA}(\delta)$: Largeur de $h_{rot,SA}(x, y, L_{trans}, L_{trans} - \delta)$ (cas de la synthèse en translation).

ρ : Albédo de la cible, c'est aussi le rayon en coordonnées polaires dans l'espace fréquentiel (μ, ν) dans le chapitre 3.

r_{eff} : Réflectivité effective (réflectivité propre associée au couplage spatial avec la référence) en amplitude de la cible.

R : Résistance de charge de la photodiode sur laquelle on lit la tension en entrée de la chaîne de détection.

RSB : Rapport Signal sur Bruit du LOFI en amplitude.

$RSB_{LOFI,adapt}^2$: Signal sur Bruit du LOFI en énergie (carré des amplitudes) après filtrage adapté.

R_{bs} : Réflectivité en intensité de la séparatrice.

Re : Partie réelle.

$s_{trans,R}(x,y)$: Image brute LOFI obtenue avec un montage de synthèse en translation (l'indice R signifie Raw, Brut en anglais).

$s_{trans,SA}(x,y)$: Image synthétique LOFI obtenue avec un montage de synthèse en translation (l'indice SA signifie Synthetic Aperture, Synthèse d'Ouverture en anglais).

$S_R(L)$: Surface du laser dans un plan à la distance L du waist.

S_T : Surface de l'image du trou confocal au niveau de la cible.

S : Surface de la cible.

S_{bruit} : Surface totale de l'espace de Fourier qui est aussi celle occupée par le bruit (voir chapitre 4).

S_{signal} : Surface du signal LOFI dans l'espace de Fourier (voir chapitre 4).

$\sigma_{V_{Bruit,Th}}$, $\sigma_{V_{Bruit,Qu}}$, $\sigma_{V_{Bruit,Phot}}$: Ecart-type des bruits ramenés en entrée de la chaîne de détection respectivement thermique (résistance), de quantification et de photon.

$\sigma_{V_{out}}$: Ecart-type du bruit en sortie de la chaîne de détection.

σ_{Φ} : Ecart type associé au bruit de phase aléatoire (voir chapitre 4).

T : Température (300 Kelvins dans tout le manuscrit).

T_{int} : Temps d'intégration par pixel.

$T_{rot,acq}(l_{rot}, L_{rot})$: Temps d'acquisition de l'image brute, cas de la synthèse en rotation.

$T_{trans,acq}(L_{trans})$: Temps d'acquisition de l'image brute, cas de la synthèse en translation.

$\tau_1 = 1/\gamma_1$: Temps de vie de l'inversion de population.

$\tau_C = 1/\gamma_C$: Durée de vie des photons dans la cavité laser.

θ_x, θ_y : Angle entre l'axe du laser et l'axe optique de l'objectif.

U_p, U_C : Champ électrique de pompage et dans la cavité laser

V_0 : Amplitude de la tension en sortie du détecteur (en entrée de la détection synchrone).

V_{out} : Tension en sortie de la chaîne de détection.

Z_R : Distance de Rayleigh.

2) Acronymes :

BS : Lame séparatrice (Beam Splitter).

CCD : C'est un détecteur de photons (Charged Coupled Device).

DOI : Imagerie Optique Diffuse en français, (Diffuse Optical Imaging).

FFT : Transformée de Fourier Rapide (Fast Fourier Transform), technique numérique permettant d'obtenir plus rapidement une transformée de Fourier discrète lorsque le nombre de points est une puissance de 2.

FLIM : Imagerie par Temps de vie de la Fluorescence (Fluorescence Lifetime Imaging).

FRAP : Redistribution de fluorescence après photoblanchiment (Fluorescence Recovery After Photobleaching).

FRET : Imagerie de Fluorescence par Transfert Résonnant (Fluorescent Resonant Energy Transfert).

LOFI : Imagerie Laser à Réinjection Optique (Laser Optical Feedback Imaging).

MERL : Mitsubishi Electric Research Laboratories.

MFP : libre parcours moyen (Mean Free Path).

OCT : Tomographie par Cohérence Optique (Optical Coherence Tomography).

OPT : Optical Projection Tomography, Tomographie de Projection Optique.

PAM : Photo-Acoustic Microscopy, Microscopie Photo-Acoustique.

R : Brute (Raw), souvent utilisé en indice.

RF : Radio-Fréquence

SA : Synthèse d'Ouverture (Synthetic Aperture).

SAL : Synthèse d'Ouverture Laser (Synthetic Aperture Laser), technique en rétro-réflexion similaire au SAR dans le domaine optique.

SAR : Synthèse d'Ouverture RADAR (Synthetic Aperture RADAR).

SLM : Modulateur Spatial de Phase (Spatial Light Modulator).

SPIM : Single Plane Illumination Microscopy.

TAC : Convertisseur Amplitude Temps (Time Amplitude Converter) permettant de mesurer un délai avec une grande précision.

TMFP : libre parcours moyen (Transport Mean Free Path).

TMTF : C'est la fonction de transfert temporelle du milieu (Temporal-Modulation Transfer Function). Celle-ci est reliée à la TPSF par transformée de Fourier.

TPSF : C'est la réponse temporelle d'un système à une impulsion temporelle (Temporal Point Spread Function).

RESUME

Nous présentons un nouveau type d'imageur plénoptique appelé LOFI (Laser Optical Feedback Imaging). Le grand avantage de cette technique est qu'elle est auto-alignée, car le laser sert à la fois de source et de détecteur de photons. De plus, grâce à un effet d'amplification intra-cavité produit par la dynamique du laser, et grâce à un marquage acoustique des photons réinjectés, ce dispositif possède une sensibilité ultime au photon unique. Cette sensibilité est nécessaire si l'on veut réaliser des images à travers des milieux diffusants. L'autre intérêt présenté par le caractère plénoptique de notre imageur, est qu'il permet d'obtenir simultanément une double information: la position et la direction de propagation des rayons lumineux. Cette propriété offre des possibilités inhabituelles, comme celle de conserver la résolution d'un objectif de microscope bien au-delà de sa distance de travail, ou encore de pouvoir corriger par un post-traitement numérique les aberrations causées par la traversée d'un milieu hétérogène. Le dispositif LOFI plénoptique semble donc idéal pour une imagerie en profondeur à travers des milieux complexes, tels que les milieux biologiques. Les performances très intéressantes de cette imageur sont cependant obtenues au prix d'un filtrage spatial très coûteux en photons et au prix d'une acquisition des images réalisées point par point, donc relativement lente.

Mots clefs : *interférométrie; milieux diffusants; imagerie plénoptique; imagerie acousto-optique*

SUMMARY

We present LOFI (Laser Optical Feedback Imaging). The main advantage of this technique is that it is auto-aligned, as the laser plays both the role of an emitter and a receiver of photons. Furthermore, thanks to an intra-cavity amplification effect caused by the laser dynamics and an acoustic tagging of re-injected photons, this setup reaches a shot noise sensitivity (single photon sensitive). This sensitivity is necessary if our aim is to make images through scattering media. The other interest, which comes from the plenoptic property of our setup, is that one have access to a complete information about light rays (position and direction of propagation). This property implies unusual possibilities like keeping a constant resolution beyond microscope objectives working distance or being able to numerically compensate, after acquisition, aberrations caused by the propagation through heterogeneous media. Our setup is thus ideal for deep imaging through complex media (turbid and heterogeneous) like biological ones. These interesting properties are achieved at the price of a spatial filtering degrading photon collection efficiency and of a point by point image acquisition which is slow.

Keywords : interferometry; turbid media; plenoptic imaging; acousto-optic imaging

INTRODUCTION

1) Contexte et objectifs :

Cette thèse a été réalisée au laboratoire interdisciplinaire de physique qui est une unité mixte de recherche dépendant à la fois du CNRS et de l'Université Joseph Fourier de Grenoble. Ce laboratoire, comme son nom l'indique, possède une solide tradition de pluridisciplinarité. Il comporte, depuis son origine, une thématique importante en méthodes et instrumentations optiques. Dans le même temps, les études théoriques et expérimentales sur des "systèmes complexes" tels que les fluides non newtoniens, les objets biologiques ou biomimétiques, se sont fortement développées. Cette thèse s'est, plus particulièrement, déroulée au sein de l'équipe OPTIMA qui a été créée à la fin de l'année 2010 dans l'objectif de développer des systèmes optiques non conventionnels pour l'imagerie au travers de milieux complexes. Le véritable but est, bien évidemment, de pouvoir réaliser des images de milieux d'intérêts biologiques. En conséquence, durant cette thèse, résolument instrumentale, notre but fut de réaliser un imageur répondant au cahier des charges suivant :

- Disposer d'un contraste optique en rétro-réflexion.
- Obtenir une bonne résolution à l'échelle de la longueur d'onde λ optique (comme celles obtenues avec un objectif de microscope).
- Acquérir des images à travers des milieux complexes, c'est à dire à la fois diffusants et hétérogènes.
- Etre capable d'aller le plus en profondeur possible dans nos échantillons tout en conservant notre résolution.

Le montage final doit être le plus simple à utiliser (pas trop de réglages) et le plus stable possible.

2) Difficultés liées au cahier des charges :

Le cahier des charges que l'on vient de présenter s'accompagne de difficultés technologiques que nous avons dû essayer de surmonter durant cette thèse. Ces problèmes sont essentiellement liés à la nature des milieux traversés.

Nous présentons d'abord les difficultés dues à l'aspect diffusant des milieux traversés. Ces milieux, que l'on qualifie également de turbides sont des milieux colloïdaux. Ils sont composés d'au moins deux phases non miscibles, dont l'une est minoritaire et dispersée dans la phase majoritaire. Comme exemples de milieux diffusants, nous pouvons citer les aérosols (milieu continu gazeux et phase dispersée solide, *e.g.* brouillard), les émulsions (milieu continu et phase dispersée liquide, *e.g.* lait), les sols (milieu continu liquide et phase dispersée solide, *e.g.* milieux biologiques et peintures). Dans cette thèse, nous avons utilisé comme milieu diffusant, du lait dilué qui est une émulsion. Dans un milieu diffusant, nous allons avoir des difficultés à produire des images optiques ; l'interaction entre la lumière et les milieux diffusants est très bien décrite [1] et nous nous contentons d'en rappeler les lignes principales utiles pour la compréhension de cette thèse. En effet, lorsqu'un faisceau lumineux se propage dans un tel milieu, au fur et à mesure de sa propagation, les photons vont rencontrer les particules de la phase dispersée et subir des phénomènes de diffusion. Ces phénomènes de diffusion vont modifier la direction de propagation de ces photons [Figure 0-1(a)]. Plus quantitativement, les photons balistiques ne subissant pas d'évènement de diffusion, voient leur intensité $I_{bal}(x)$ se dégrader exponentiellement avec la profondeur x :

$$I_{bal}(x) \propto \exp\left(-\frac{x}{l}\right) = \exp(-\mu x) \quad (0-1)$$

Dans cette expression, l désigne le libre parcours moyen (MFP pour Mean Free Path en anglais) qui est lié à la distance moyenne que doit parcourir un photon avant de subir un évènement de diffusion. De même, $\mu = 1/l$ désigne le coefficient de diffusion. Dans le cas de la peau, nous avons, par exemple, $l = 0,1 \text{ mm}$. Dans la majorité des cas, les évènements de diffusion présentent cependant une certaine anisotropie ; les photons ne sont donc pas diffusés sous $4\pi \text{ stéradians}$. Dans ce cas, un évènement de diffusion ne suffit pas à faire perdre totalement la mémoire de la direction de propagation. Les photons ainsi diffusés sont qualifiés de photons serpentiles. Il existe donc une deuxième grandeur appelée libre parcours moyen de transport (TMFP pour Transport Mean Free Path en anglais) l_{tr} . Cette grandeur correspond à la distance moyenne à parcourir par un photon afin de subir suffisamment d'évènements de diffusion pour perdre totalement la mémoire de sa direction de propagation initiale [Figure 0-1(b)]. Plus quantitativement, le nombre de photons serpentiles $I_{serpent}(x)$ se dégrade également exponentiellement avec la profondeur :

$$I_{serpent}(x) \propto \exp\left(-\frac{x}{l_{tr}}\right) = \exp(-\mu_{tr}x)$$

$$l_{tr} = \frac{l}{(1-g)}$$

$$\mu_{tr} = (1-g)\mu$$
(0-2)

Dans cette expression, $\mu_{tr} = 1/l_{tr}$ désigne le coefficient de diffusion de transport. Nous voyons que les longueurs l et l_{tr} sont simplement reliées par un coefficient g appelé facteur d'anisotropie. Ce facteur correspond à l'anisotropie d'un évènement de diffusion et il est égal à la valeur moyenne du cosinus de l'angle de déviation θ : $g = \langle \cos(\theta) \rangle$. Plus particulièrement, il est égal à 0 (nous avons alors $l = l_{tr}$) dans le cas d'évènements de diffusions isotropes, et égal à 1 dans le cas de diffusions vers l'avant (on ne perd alors jamais la mémoire de la direction de propagation).

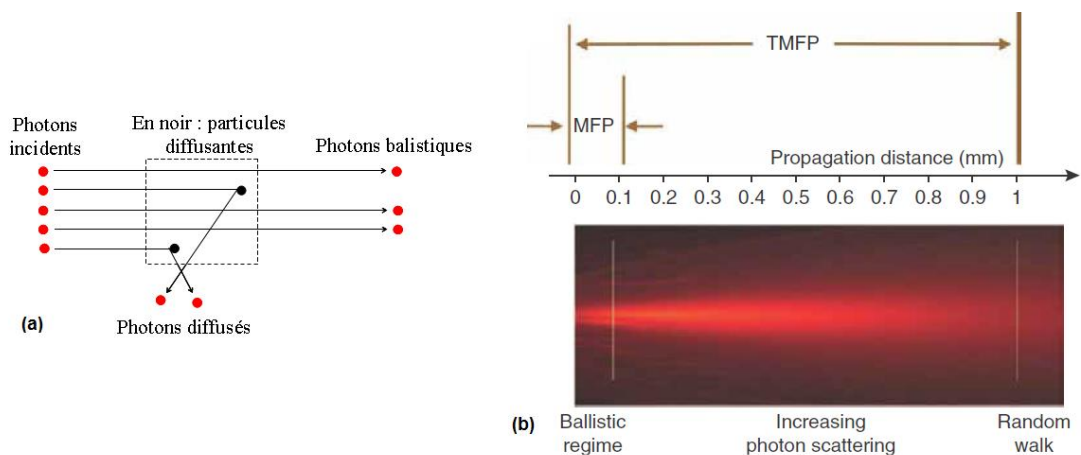


Figure 0-1: Description du phénomène de diffusion des photons et lien avec l'imagerie optique. (a) Effet d'un milieu diffusant sur un faisceau lumineux. Les photons incidents peuvent se réfléchir sur les particules du milieu diffusant, se transformant en photons diffusés. L'autre possibilité est qu'ils ne rencontrent pas d'obstacle et gardent totalement la mémoire de leur direction de propagation, nous parlons alors de photons balistiques. (b) Phénomène de diffusion à travers la peau : les photons doivent parcourir en moyenne une distance de 0,1 mm (MFP pour Mean Free Path, libre parcours moyen) pour subir un évènement de diffusion ; la mémoire de leur direction initiale n'est cependant pas totalement perdue; on parle de photons serpentes. Par contre, sur une distance de 1 mm, dite de libre parcours moyen de transport (TMFP pour Transport Mean Free Path), ils ont subi en moyenne suffisamment d'évènements de diffusion pour perdre totalement la mémoire de leur direction de propagation initiale. On parle de photons multi-diffusés. Figure (b) tirée de [2].

La peau est un exemple de milieu fortement anisotrope avec $g = 0,9$ ce qui donne $l_{tr} = 10l = 1\text{ mm}$. Si nous voulons réaliser une image de contraste optique, sans dégrader la résolution, nous ne pouvons, bien entendu, utiliser que les photons ayant gardé la mémoire de leur direction initiale de propagation (i.e les photons serpentiles et balistiques). A partir des Eqs. (0-1) et (0-2), nous voyons que le problème réside dans la décroissance exponentielle du nombre de ces photons avec la profondeur de pénétration. Il est alors facile de comprendre qu'il existera toujours un compromis entre la profondeur et la résolution accessible. En effet, si nous voulons acquérir des images avec une résolution optimale, il suffit de détecter uniquement les photons balistiques et serpentiles. La profondeur accessible est alors cependant limitée à quelques libres parcours moyens de transport l_{tr} (1 mm dans le cas de la peau). Au contraire, si nous voulons aller en profondeur dans les tissus, nous sommes obligés d'utiliser les photons multi-diffusés et perdre ainsi considérablement en résolution [Figure 0-2]. Il existe un très bon article de revue [2] qui décrit ce compromis en situant les différentes techniques existantes d'imagerie à travers des milieux diffusants.

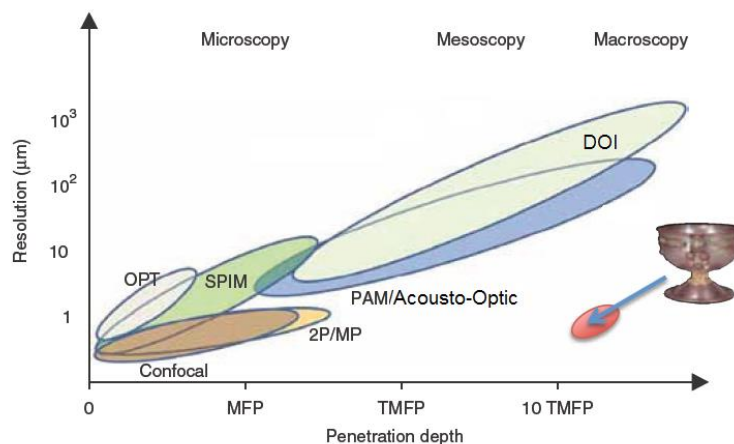
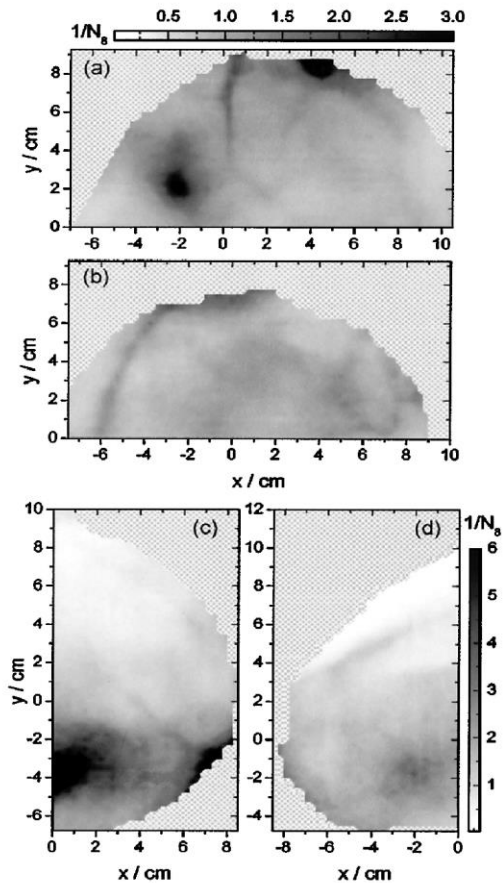


Figure 0-2: Performances en terme de profondeur et de résolution accessible de plusieurs techniques d'imagerie à travers des milieux diffusants. Nous retrouvons plusieurs grandes catégories de systèmes. Ceux basés sur la détection de photons balistiques/serpentiles, ayant une profondeur de pénétration de l'ordre du libre parcours moyen de transport TMFP, possèdent les meilleures résolutions (quelques microns). Dans cette catégorie, nous retrouvons l'OPT (Optical Projection Tomography), le SPIM (Single Plane Illumination Microscopy), la microscopie 2P/MP (Two Photons, Multi Photons) et la microscopie confocale. D'autre part, il y a une deuxième catégorie, basée sur la détection des photons multi-diffusés; la résolution est alors moins bonne (jusqu'au millimètre) mais il est possible d'aller plus en profondeur (jusqu'au centimètre). Nous retrouvons, dans cette dernière catégorie, le PAM (Photo-Acoustic Microscopy), l'imagerie photo-acoustique et le DOI (Diffuse Optical Imaging). En rouge se situe l'imageur idéal (profondeur et résolution), le « Saint Graal » de l'imagerie. Figure tirée de [2].

Nous nous proposons maintenant de décrire quelques dispositifs appartenant à la catégorie des systèmes d'imagerie basés sur la détection des photons multi-diffusés. Ceux-ci, nous venons de le voir, nous permettent de faire de l'imagerie en profondeur, au détriment de la résolution. Une des premières techniques que nous pouvons citer est l'imagerie optique diffuse, plus connue sous l'acronyme DOI (Diffuse Optical Imaging). Cette technique, développée dans les années 1990 est très bien décrite dans trois articles de revues, écrits par une équipe de l'University College of London [3-5]. Concrètement, de la lumière est injectée dans le milieu, et collectée en plusieurs points de l'échantillon. Si nous connaissons les différents paramètres de l'échantillon (coefficients d'absorption μ_a et de diffusion μ et μ_r) en chaque point, il est possible de prévoir la répartition de la lumière au niveau des points de collection. Dans le cas de la technique DOI, nous avons accès à la répartition de la lumière en sortie, et il s'agit, au contraire, de mesurer et de remonter, par résolution du problème inverse, aux différents paramètres optiques en chaque point de l'échantillon. La Figure 0-3 montre un exemple de dispositif et d'image que l'on peut obtenir sur la base de ce principe.

La résolution de l'imagerie optique diffuse va du millimètre au centimètre, en fonction de la profondeur de la zone observée. De plus, en réalisant une cartographie des paramètres optiques du milieu observé, à plusieurs longueurs d'ondes, il est possible de réaliser des images fonctionnelles. En effet, il est alors possible de remonter à une spectroscopie locale en absorption et ainsi de mesurer des paramètres intéressants comme la saturation ou le rapport de concentration entre l'oxy et la desoxyhémoglobine [5]. Du fait de ses propriétés, les principales applications du DOI sont l'imagerie cérébrale et la mammographie [Figure 0-3] pour la détection de cancer (qui sont associées à des anomalies de la circulation sanguine, des hypoxies par exemple).



(e)

Figure 0-3: (a)-(d) Exemple de mammogrammes optiques. (a) Image cranio-caudale du sein gauche, cas d'une tumeur située en $(x, y) = (-2 \text{ cm}, 2,5 \text{ cm})$. (b) Image cranio-caudale du sein droit, sans tumeur. (c) Image du sein gauche médio-latérale, cas d'une tumeur située en $(x,y) = (0,5 \text{ cm}, -3,75 \text{ cm})$. (d) Image médio-latérale du sein droit, sans tumeur. (e) Système d'imagerie par diffusion optique développé par la société [Imaging Diagnostic System Inc.](#) Figures (a) à (d) tirée de [6].

Un autre type de dispositif d'imagerie en profondeur, que nous pouvons citer, repose sur la technologie photo-acoustique. L'effet photo-acoustique a été mis en évidence pour la première fois en 1880 par Alexander Graham Bell, qui a constaté une émission de son alors qu'il modulait de la lumière du soleil arrivant sur une surface absorbante [7]. Il a fallu cependant attendre jusqu'aux années 1990 pour que cet effet photo-acoustique soit utilisé dans le cadre de dispositifs d'imageries. Avec ce type de système, des impulsions de lumière diffuse sont envoyées sur la cible; l'absorption de cette lumière par les tissus va provoquer une élévation de température locale, associée à une dilatation. Il va ainsi y avoir émission d'une onde acoustique d'intensité proportionnelle à l'intensité lumineuse absorbée, (effet photo-acoustique). En détectant ces ondes acoustiques avec un transducteur [Figure 0-4(a)] dont on déplace le point focal, nous sommes capables de remonter à la « carte » des

coefficients d'absorption de la cible [Figure 0-4(b)]. L'éclairage étant fait par une lumière diffuse et la détection étant de nature acoustique (donc se propageant sans trop d'atténuation et de diffusion dans les milieux), nous comprenons bien que l'on peut accéder à de grandes profondeurs (plusieurs centimètres) dans les tissus. La résolution, en revanche, est liée à au transducteur acoustique et elle est donc millimétrique. Un imageur photo-acoustique est donc équivalent à un dispositif d'échographie en terme de profondeur et de résolution, mais permet d'avoir un contraste optique en absorption. Pour le lecteur intéressé, deux bons articles de revues décrivent les progrès considérables qui ont été faits en imagerie photo-acoustique depuis lors [8,9] avec maintenant des applications cliniques.

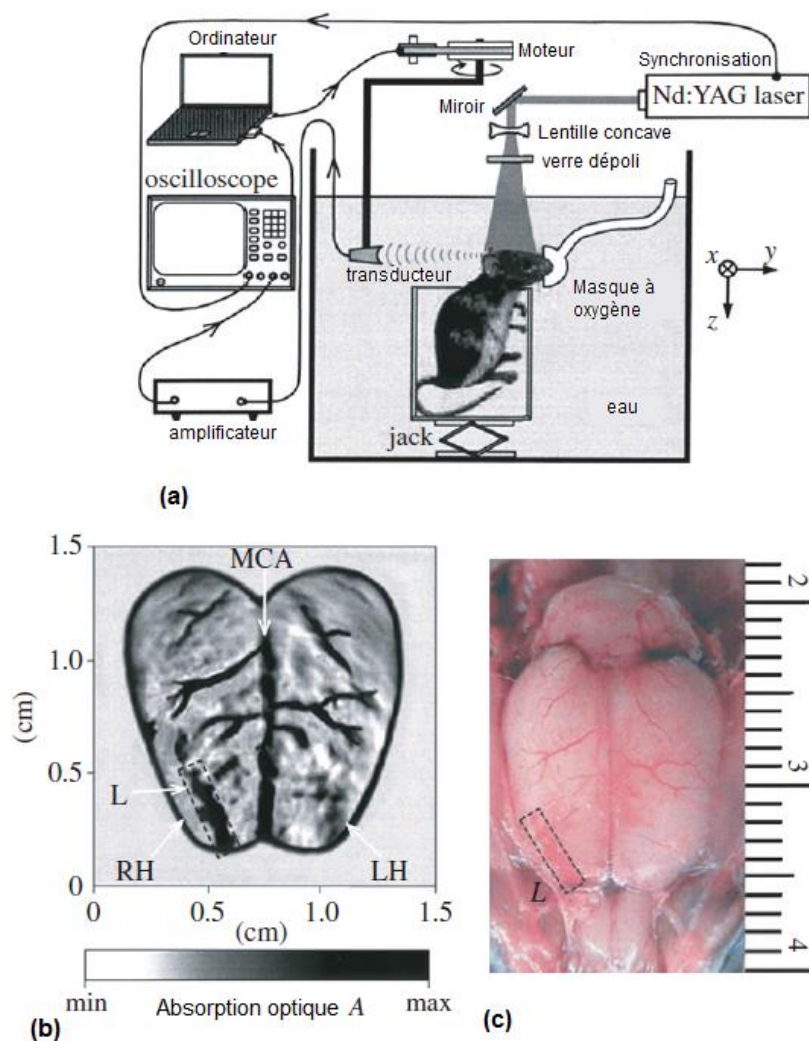


Figure 0-4: Illustration de l'imagerie photo-acoustique. (a) Dispositif expérimental : un laser YAG doublé ($\lambda = 532 \text{ nm}$) impulsif illumine, de façon diffuse, la cible (ici une souris). Une détection passive des ondes acoustiques générées par l'absorption de lumière est effectuée, grâce à un transducteur piézoélectrique synchronisé avec le laser. L'image est obtenue en déplaçant le transducteur point par point. (b) Image photo-acoustique de la vascularisation superficielle de la région corticale d'une souris. (c) Comparaison avec une image en couleur de la même zone, après résection du crâne. Figures tirées de [9].

De même que pour toutes les techniques possédant un contraste optique en absorption, il est possible, en réalisant des images à plusieurs longueurs d'ondes, d'avoir accès à une spectroscopie locale. Nous pouvons ainsi accéder à des informations intéressantes en oncologie, comme le rapport entre les concentrations d'oxy et de désoxyhémoglobine [9].

Une variante de l'imagerie photo-acoustique existe : l'imagerie acousto-optique [10] décrite sur la Figure 0-5. Dans ce type de dispositif, nous illuminons toujours la cible avec un faisceau lumineux diffus. Par contre, la différence est que le transducteur acoustique est utilisé en émission (avant c'était en réception) et sert, cette fois-ci, à marquer acoustiquement les photons qui sont passés par le waist du transducteur. Ce sont les photons marqués (décalés en fréquence) sortant du milieu diffusant qui constituent le signal acousto-optique [Figure 0-5(a)].

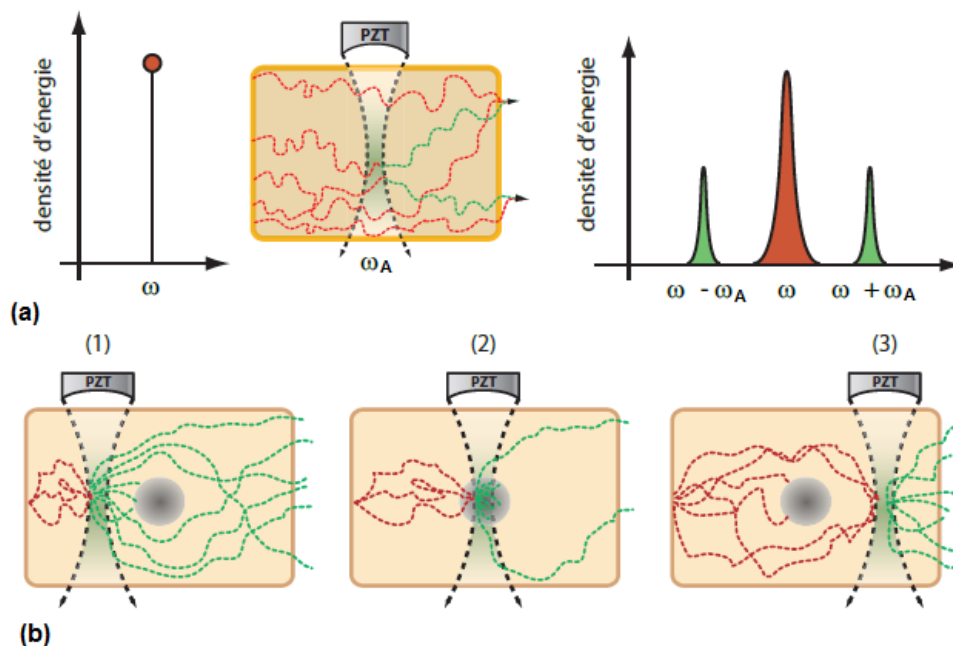


Figure 0-5: (a) Origine du signal acousto-optique : un milieu diffusant est illuminé par un faisceau optique sonde de pulsation ω et il est parcouru par une onde ultrasonore focalisée de pulsation ω_A . L'interaction acousto-optique génère une modulation acousto-optique correspondant spectralement à une génération de bandes latérales décalées de la pulsation ultrasonore. Ce signal décalé en fréquence constitue le signal acousto-optique. (b) Illustration de l'imagerie acousto-optique : en présence d'une absorption optique dans le milieu diffusant, l'amplitude de la modulation acousto-optique (signal acousto-optique en vert) qui est transmise dépend de la position de la colonne ultrasonore (1,2,3). La collection de cette modulation acousto-optique, en fonction de la position de l'émetteur ultrasonore, peut ainsi permettre une cartographie de l'absorption et de la diffusion optique du milieu diffusant. Figures tirées de [10].

Le contraste obtenu n'est plus directement proportionnel au coefficient d'absorption; il est légèrement plus complexe que le signal photo-acoustique. En effet, le signal acousto-optique est égal au nombre de photons marqués; il dépend donc du temps passé par les photons incidents, au niveau de la zone de marquage. Comme pour l'imagerie photo-acoustique, le contraste acousto-optique dépend du coefficient local d'absorption (les photons doivent sortir de la zone de marquage pour être détectés). Par contre, contrairement au cas de l'imagerie photo-acoustique, le contraste acousto-optique dépend aussi du coefficient de diffusion local. En effet, plus la diffusion est importante, plus les photons restent longtemps dans la zone de marquage. Par contre, comme pour l'imagerie photo-acoustique, l'image est obtenue en déplaçant le waist acoustique dans l'échantillon [Figure 0-5(b)]. La résolution est toujours acoustique et la profondeur accessible, centimétrique.

Pour finir, une dernière technique d'imagerie en profondeur, basée sur la détection des photons multi-diffusés, a été introduite par Vellekoop *et al.* [11] en 2007 puis développée par Popoff *et al* [12] depuis 2010. Cette technique, très innovante, est la seule qui est capable de tirer profit des photons multi-diffusés afin de réaliser des images résolues optiquement et elle permet donc d'allier résolution et profondeur (« Saint Graal » de Figure 0-2). Habituellement, lorsque l'on illumine un tel milieu avec une onde plane, il se forme un speckle au niveau du détecteur [Figure 0-6(a) et (c)] rendant impossible une quelconque imagerie résolue à travers ce milieu diffusant. En modifiant l'état de phase du faisceau en entrée, par un modulateur spatial de phase (SLM) par exemple, Vellekoop *et al.* [11] ont montré qu'il était possible de sommer constructivement les champs électriques au niveau d'un pixel du détecteur. En pratique, il suffit de modifier le déphasage du SLM, pixel par pixel, en optimisant, à chaque fois l'intensité lumineuse au niveau du spot que l'on souhaite obtenir [Figure 0-6(b) et (d)] au niveau du détecteur : nous pouvons donc focaliser un faisceau à travers un milieu diffusant.

Plus récemment, Popoff *et al* [12] ont montré, qu'en mesurant la matrice de transmission associée à un milieu diffusant, il était possible de calculer les déphasages que l'on doit mettre en entrée, pour former l'image de son choix au niveau du détecteur. Il est donc bien possible d'utiliser profitablement tous les photons passant à travers le milieu diffusant pour former notre image. Le problème avec cette technique est sa lenteur : avant de réaliser des images, la matrice de transmission du milieu diffusant doit être mesurée. De plus, le milieu diffusant doit rester parfaitement fixe sur toute la durée de l'expérience. En effet, si les particules diffusantes bougent trop, la matrice de transmission associée au milieu est totalement modifiée et il n'est plus possible de focaliser à travers ce milieu.

Hormis dans cette dernière technique, les dispositifs basés sur la détection de photons multi-diffusés possèdent, on l'a vu, une résolution millimétrique ou centimétrique, ce qui n'est pas suffisant si l'on veut respecter notre cahier des charges. Dans la suite nous nous intéresserons donc uniquement aux dispositifs basés sur la détection de photons balistiques qui offrent une résolution optique micrométrique.

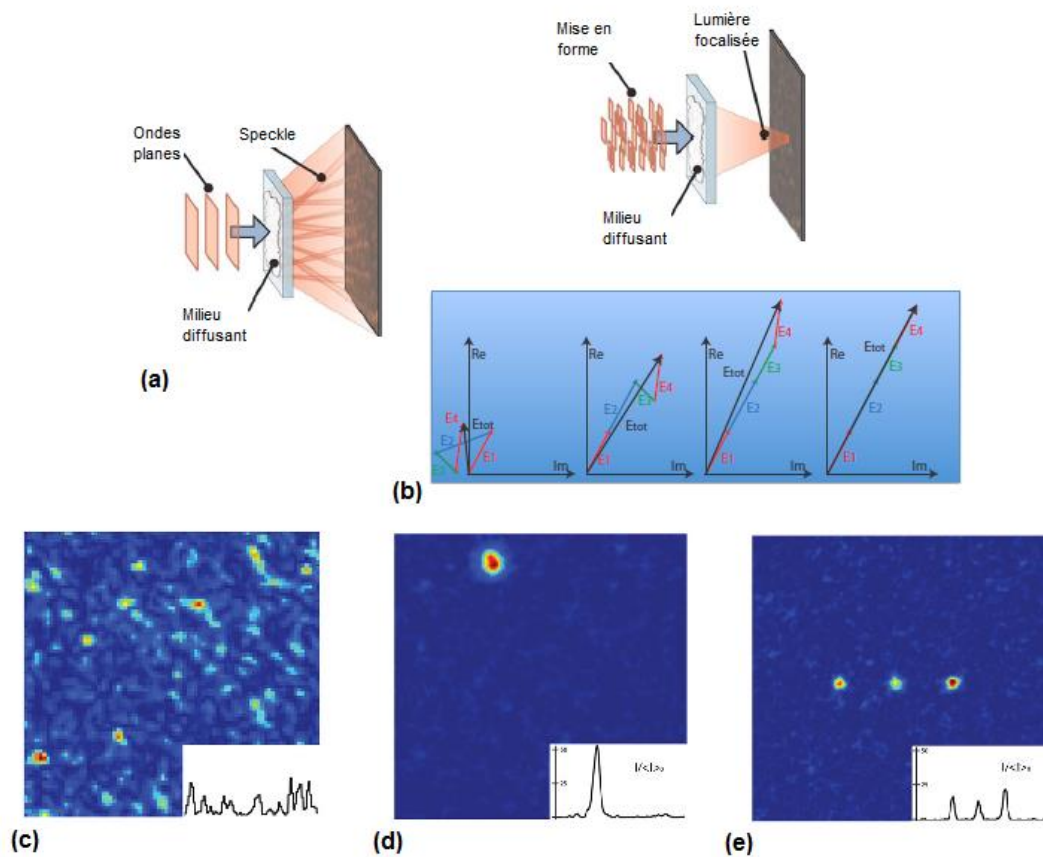


Figure 0-6: Illustration de la focalisation à travers des milieux diffusants. (a) Effet d'un milieu diffusant sur une onde plane : un champ de speckle se forme derrière celui-ci; ce speckle expérimental est montré sur (c). (b) Manipulation de la phase d'entrée du faisceau afin de construire de façon cohérente un point chaud derrière le milieu diffusant (équivalent d'une focalisation à travers le milieu diffusant), l'image expérimentale correspondante est affichée sur (d). (e) Image expérimentale correspondant à la formation d'une image derrière le milieu diffusant (ici trois points chauds résolus). Figures (a) et (b) tirées de [11] et figures (c) à (e) tirées de [12].

Outre les difficultés liées à la diffusion de la lumière, un autre problème se pose lorsque l'on veut réaliser des images en profondeur : la distance de travail de l'objectif de microscope. En effet, plus un objectif sera performant en terme de résolution, plus il possèdera une ouverture numérique importante et plus sa distance de travail sera faible. Par distance de travail, nous

entendons la distance entre le dernier élément mécanique de l'objectif et son plan focal image, où l'on peut réaliser une image nette. Si l'on veut faire une image d'un point, au-delà de cette distance de travail (pour une question d'épaisseur de l'échantillon), nous nous retrouvons dans la situation décrite sur la Figure 0-7. Dans cette situation, nous comprenons bien que nous avons *a priori* deux possibilités. La première est de garder notre objectif de microscope et, dans ce cas, l'image sera floue ce qui n'est pas conforme à notre cahier des charges. La deuxième est de prendre un autre objectif de microscope possédant une distance de travail plus importante. Le problème est que l'ouverture numérique sera généralement plus faible (à moins d'augmenter significativement le prix de l'objectif) et donc la résolution sera moins bonne, ce qui n'est pas non plus acceptable. De plus, changer l'objectif de microscope, chaque fois que l'on change d'échantillon, n'est pas très pratique.

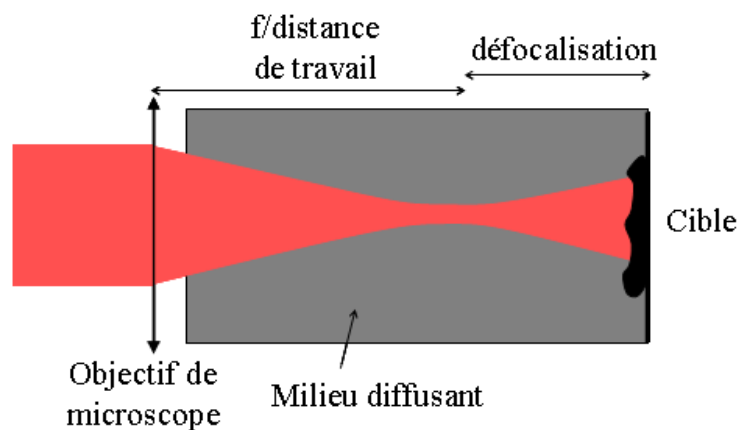


Figure 0-7: Problème survenant lorsque l'on veut utiliser un objectif de microscope pour imaginer une cible située à une profondeur au-delà de sa distance de travail. L'image formée va présenter un flou.

Pour finir, le dernier point de notre cahier des charges, qui peut poser problème, est le caractère hétérogène de certains milieux traversés. Il semble important de préciser que, par milieux hétérogènes, nous entendons constitués de plusieurs parties d'indices, et de tailles différentes. Contrairement au cas des milieux diffusants, dans celui des milieux hétérogènes, les inclusions de milieux, d'indices différents, sont de taille macroscopique, ce qui génère des effets très différents sur la propagation d'un faisceau lumineux. Un milieu hétérogène va déformer le front d'onde et donc générer des aberrations dans l'image finale. Un exemple de milieu hétérogène est donné sur la Figure 0-8, où l'on modélise la déformation du front d'onde au fur et à mesure de la propagation.

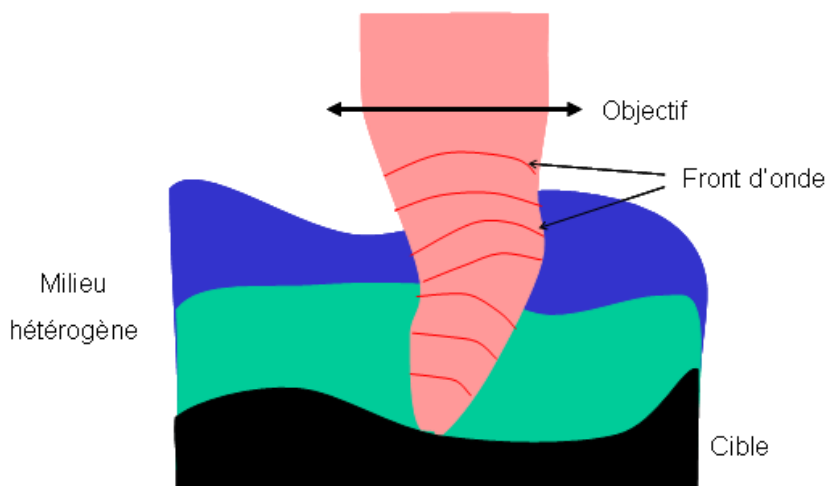


Figure 0-8: Aberrations créées par un milieu hétérogène. En violet et bleu clair, deux couches d'indices différents et d'épaisseur variable dans le champ, en noir la cible à imager. Les traits rouges désignent le front d'onde du faisceau laser qui se déforme au cours de la propagation du faisceau laser dans les différents milieux.

3) Travail mené pendant cette thèse :

Comme annoncé, au cours de cette thèse, nous voulions obtenir des images résolues optiquement, ce qui nous a obligés à utiliser un dispositif d'imagerie sensible aux photons balistiques et serpentiles. Au contraire, les photons multi-diffusés agissent comme du signal parasite et doivent donc être rejetés. Dans le premier chapitre de cette thèse, nous allons donc présenter les dispositifs existants qui permettent d'avoir accès à une résolution optique. Plus particulièrement, nous allons évoquer ceux qui sont basés sur une sélection spatiale des photons balistiques. Nous allons ainsi parler de dispositifs connus comme la microscopie confocale, l'OCT (Optical Coherence Tomography ou Tomographie par Cohérence Optique en français), la microscopie interférométrique hétérodyne et enfin le dispositif LOFI (Laser Optical Feedback Imaging ou Imagerie Laser par Réinjection Optique). Nous allons comparer les performances de ces dispositifs, en termes de vitesse et de sensibilité. Nous verrons ainsi que la microscopie confocale est limitée par le bruit de la chaîne de détection, tandis que la microscopie interférométrique hétérodyne, peut être potentiellement limitée au bruit de photons. Cette dernière est donc bien plus adaptée pour notre problématique d'imagerie à travers les milieux diffusants, où peu de photons balistiques sont disponibles en réflexion, après un aller-retour dans le milieu diffusant. De plus, comme son nom l'indique, c'est un dispositif interférométrique, qui offre un accès à une double information amplitude et phase. Nous verrons cependant que le défaut de la microscopie interférométrique hétérodyne est que sa limite au bruit de photons est accessible seulement à forte puissance laser. Nous verrons

que ceci est problématique si nous voulons respecter les normes optiques biomédicales. Nous présenterons donc finalement le dispositif LOFI, qui est aussi un microscope interférométrique, mais pour celui-ci, la référence est le laser lui-même (un tel dispositif est dit autodyne). Nous allons voir qu'il possède l'avantage des microscopes interférométriques hétérodynes (double information amplitude phase, effet confocal); mais il permet, de plus, par un effet d'amplification produite par la dynamique du laser, d'être, limité par le bruit de photons quels que soient le détecteur et la puissance du laser (plus de problèmes de normes). En outre, le dispositif est auto-aligné, ce qui en fait un montage simple à utiliser. Nous verrons que tous ces avantages sont obtenus au prix d'une acquisition des images point par point, donc relativement lente.

Dans le deuxième chapitre, nous nous intéressons à une autre problématique qui est l'imagerie en profondeur limitée par la distance de travail de l'objectif [Figure 0-7]. Ce problème est, en fait, le même que pour le domaine RADAR où l'on ne peut pas focaliser facilement un faisceau en émission (il faudrait des antennes très longues étant donné les gammes de longueurs d'onde). Dans ce domaine, la technique de la synthèse d'ouverture RADAR est utilisée pour pallier ce problème. La synthèse d'ouverture est une refocalisation à la réception, qui est possible lorsque nous disposons de l'amplitude et de la phase de l'onde électromagnétique reçue. Dans cette partie, nous adaptons donc le principe de la synthèse d'ouverture RADAR à la technique LOFI. Plus précisément, nous nous sommes inspirés des deux principales configurations RADAR existantes, le « *spotlight* » et le « *stripmap* » que nous avons adaptées au LOFI et que nous allons comparer (en terme de résolution et d'efficacité de collection). Nous montrerons que la configuration *stripmap* est la mieux adaptée à notre problématique qui est de garder une bonne résolution en profondeur, le *spotlight* étant plutôt mieux adapté à une imagerie haute résolution de près. Nous verrons, cependant, que dans les deux cas, le temps d'acquisition et le bilan photométrique se dégradent avec la défocalisation initiale. Ceci va limiter fortement nos performances de profondeur.

Dans le troisième chapitre, on va s'intéresser à la problématique de l'hétérogénéité des milieux traversés et à la génération d'aberrations qui y est associée [Figure 0-8]. Nous allons ainsi introduire le concept de l'imagerie plénoptique qui permet d'enregistrer à la fois la position et la direction de propagation des rayons lumineux. Nous verrons que ce type de propriété permet justement de pouvoir refocaliser numériquement une image ou de compenser numériquement des aberrations, après acquisition de l'image. En particulier, nous présenterons deux exemples de dispositifs déjà existants. Nous verrons que leur principal défaut est un compromis obligé entre la profondeur de champ accessible (latitude de

refocalisation numérique) et la résolution. De même, nous verrons que ces dispositifs manquent de sensibilité et sont donc peu adaptés à la technique d'imagerie à travers des milieux diffusants où peu de photons, nous le rappelons, sont disponibles à la sortie du milieu diffusant. Nous allons ensuite montrer en quoi l'imageur LOFI appartient à la famille des appareils plénoptiques. Plus précisément, nous verrons que c'est parce que nous avons accès au front d'onde de la lumière rétro-réfléchi en direction du laser, que l'on accède à cette double information position-direction de propagation des rayons lumineux. L'avantage du dispositif LOFI, par rapport aux précédents dispositifs, est justement qu'il ne possède pas les défauts précédents (compromis résolution-latence de refocalisation). Nous montrerons, théoriquement et expérimentalement, qu'il est possible d'obtenir une correction numérique des aberrations avec le LOFI. Ces avantages, cependant, sont obtenus au prix d'un temps d'acquisition plus important.

Pour finir, dans le dernier chapitre, nous allons faire une analyse plus complète des sources de perturbations, autre que le bruit de photons (*c.-à-d.* le bruit quantique du laser), qui viennent limiter les performances du LOFI. Plus précisément, nous étudierons les effets des photons parasites réinjectés par des éléments autres que la cible d'intérêt. Nous montrerons que ces échos parasites agissent comme un bruit additif et donc comme un bruit de fond, qui vient limiter notre rapport signal sur bruit. Nous montrerons que nous pouvons éliminer ce type de bruit en marquant acoustiquement les photons d'intérêt (*c.-à-d.* les photons provenant de la cible à observer). Nous étudierons également l'effet des bruits de phase, et nous verrons que ceux-ci peuvent, plus particulièrement, être de nature vibratoires (*c.-à-d.* harmoniques), aléatoires ou bien qu'ils peuvent correspondre à des dérives lentes. Nous montrerons, théoriquement et expérimentalement, que, de par la nature multiplicative de ces bruits, il va se produire une conversion d'une partie de l'énergie du signal utile vers du signal parasite. Nous verrons, cependant, que les dérives de phases peuvent être compensées par l'intermédiaire d'une double acquisition. Pour finir, nous verrons, dans le cas où ne subsiste que le bruit de photons (*c.-à-d.* le bruit quantique ultime du laser), comment améliorer le rapport signal sur bruit (et donc permettre de traverser une épaisseur plus importante de milieu diffusant). Nous montrerons que cette amélioration est, bien sûr, proportionnelle au temps total d'acquisition de l'image.

REFERENCES

1. R. Carminati, *Ondes en milieux complexes*, cours ESPCI ParisTech.
<http://graduateschool.paristech.fr/cours.php?id=355862>
2. V. Ntziachristos, “Going deeper than microscopy: the optical imaging frontier in biology,” *Nature Methods* **7**, 603–614 (2010).
<http://www.nature.com/nmeth/journal/v7/n8/full/nmeth.1483.html>
3. J. C. Hebden, *et al.*, “Optical imaging in medicine: I. Experimental techniques,” *Phys. Med. Biol.* **42**, 825–840 (1997).
http://www.medphys.ucl.ac.uk/research/borg/pdf/hebden_pmb_1997.pdf
4. S. R. Arridge, *et al.*, “Optical imaging in medicine: II. Modelling and reconstruction,” *Phys. Med. Biol.* **42**, 841–853 (1997).
http://www.mpb.ucl.ac.uk/research/borl/pdf/arridge_pmb_1997.pdf
5. A. P. Gibson, *et al.*, “Recent advances in diffuse optical imaging,” *Phys. Med. Biol.* **50**, R1-43 (2005). www.medphys.ucl.ac.uk/research/borl/pdf/gibson_pmb_2005.pdf
6. D. Grosenick, *et al.*, “Time-domain optical mammography: initial clinical results on detection and characterization of breast tumors,” *Appl. Opt.* **42**, 3170–86 (2003).
<http://www.opticsinfobase.org/ao/abstract.cfm?uri=ao-42-16-3170>
7. A. G. Bell, “On the production and reproduction of sound by light,” *Am. J. Sci.* **20**, 305–324 (1880). <http://histv2.free.fr/bell/bell3.htm>
8. C. Li, *et al.*, “Photoacoustic tomography and sensing in biomedicine,” *Phys. Med. Biol.* **54**, R59-R97 (2009). http://iopscience.iop.org/0031-9155/54/19/R01/pdf/0031-9155_54_19_R01.pdf
9. P. Beard, “Biomedical photoacoustic imaging,” *Interface Focus.* **1**, 602-631 (2011).
<http://rsfs.royalsocietypublishing.org/content/early/2011/06/21/rsfs.2011.0028.full>

10. M. Lesaffre, *Imagerie acousto-optique de milieux diffusants épais par detection photorefractive*, Thèse ESPCI ParisTech et ENS, Paris (2009). http://hal-espci.archives-ouvertes.fr/docs/00/55/66/64/PDF/Max_Lesaffre_-_aprA_s.pdf
11. I. M. Vellekoop, *et al.*, "Focusing coherent light through opaque strongly scattering media," *Opt. Lett.* **32**, 2309-2311 (2007).
http://ps.nano-cops.com/?q=system/files/Focusing_light_OptLett.pdf
12. S. M. Popoff, *et al.*, "Measuring the Transmission Matrix in Optics: An Approach to the Study and Control of Light Propagation in Disordered Media," *Phys. Rev. Lett.* **104**, 100601 (2010). <http://arxiv.org/pdf/0910.5436.pdf>

CHAPITRE 1 : L'IMAGERIE LASER COHERENTE

1) Introduction : principes de l'imagerie balistique à travers des milieux diffusants

Comme précisé dans l'introduction générale de ce manuscrit, seuls les photons balistiques qui ont gardé l'information sur leur direction de propagation initiale peuvent participer à une image résolue optiquement. Les photons multi-diffusés agissant, eux, comme un signal parasite venant bruyé l'image. Pour pouvoir obtenir des images résolues optiquement à travers des milieux diffusants, il est essentiel de maximiser la collection de photons balistiques tout en rejetant à l'inverse les photons multi-diffusés. Afin d'arriver à ce résultat, plusieurs techniques d'imagerie ont été mises au point durant ces dernières décennies; la plupart de celles-ci sont décrites dans un article de revue de Hebden *et al.* [1]. Toutes ces techniques sont bien entendu limitées à une profondeur d'exploration de quelques longueurs de transport (c'est-à-dire le millimètre à travers la peau par exemple) car il doit rester des photons balistiques dans le signal collecté. C'est le prix à payer pour pouvoir garder une résolution optique.

a) Sélection des photons balistique par la microscopie non-linéaire

Une première famille de techniques que l'on peut citer est la microscopie non linéaire qui est basée sur une détection indirecte des photons balistiques. A cause d'effets non-linéaires, ces photons vont subir une conversion de fréquence optique et c'est uniquement ces photons de fréquences différentes qui vont être détectés. La raison pour laquelle les photons balistiques, seuls, subissent des effets non-linéaires est que seules les zones de forte intensité lumineuse vont donner lieu à des effets non-linéaire. Or en pratique la zone de plus forte intensité est au point focal image de l'objectif de microscope où convergent les photons balistiques. Une intensité lumineuse au niveau des zones sondées par les photons multi-diffusés est, elle, trop faible pour générer des conversions de fréquence. La microscopie non-linéaire a largement démontré ses nombreuses qualités pour l'imagerie, à travers des milieux diffusants ainsi que pour sa résolution (comme seules les zones de forte fluence donnent du signal, la résolution va au-delà de la limite de diffraction). Cette technique d'imagerie a été introduite pour la

première fois par le Dr. Winfried Denk en 1990 via de l'absorption à deux photons d'un fluorophore [2], le principe de cette technique est montré sur la Figure 1-1.

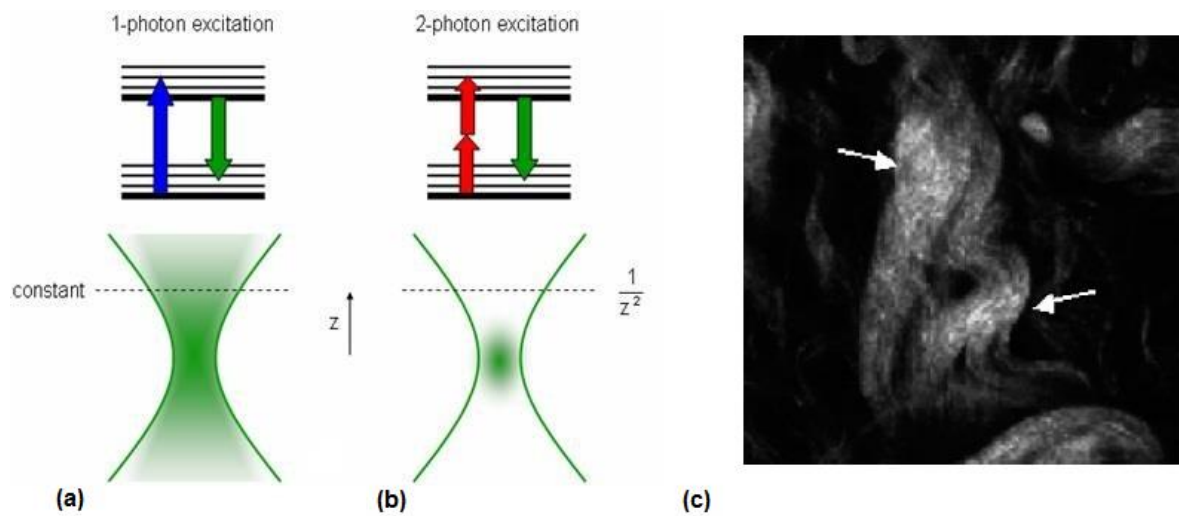


Figure 1-1: Principe de la microscopie non-linéaire à deux photons. (a) Microscopie à fluorescence classique. (b) Microscopie à fluorescence à deux photons. (a) et (b) sont des figures tirées de http://biomicroscopy.bu.edu/r_nonlinear.htm. (c) Image de fibres de collagène ayant une forte dépendance à la polarisation à cause de leur orientation. Figure tirée de [3].

Depuis cette date, la microscopie non-linéaire n'a cessé de se développer et de se diversifier avec une observation endogène de nombreux tissus où sont mis en œuvre de nombreux processus non-linéaires (processus multiphotoniques, CARS,...) [3-5]. Ceci a considérablement enrichi la richesse des données accessibles. En effet, le contraste de cette technique n'est pas produit par la réflectance optique comme en microscopie conventionnelle mais par le tenseur associé aux processus non-linéaires mis en jeu. Chaque type de processus permet d'obtenir une information supplémentaire sur la nature, la symétrie des milieux observés [3,4] ou même sur leur composition chimique [5]. La microscopie non-linéaire a cependant plusieurs défauts causés par le laser exciteur qui est en général un laser femto-seconde (afin d'avoir une puissance crête importante et de maximiser le signal non-linéaire). Son prix est supérieur à celui d'un laser continu utilisé en microscopie traditionnelle et il y a un compromis entre le nombre de photons générés par le processus non linéaire et les dommages causés dans l'échantillon par la puissance crête considérable [6].

b) Sélection temporelle des photons balistiques

Une deuxième famille de dispositifs que l'on peut citer est basée sur la sélection temporelle des photons balistiques (et un rejet des multi-diffusés). Il est en effet facile de prévoir le temps de traversée des photons balistiques qui se propagent en ligne droite; en sélectionnant uniquement les photons reçus après ce délai précis, il est théoriquement possible de rejeter la majorité des photons multi-diffusés. Deux sous-familles de dispositifs reposant sur ce principe peuvent être distinguées. La première est basée sur une sélection par la cohérence temporelle du laser excitateur. La deuxième est, elle, basée sur une mesure plus directe (par un détecteur rapide) de l'étalement temporel de la réponse à un pulse ultracourt.

La méthode de sélection par la cohérence temporelle bénéficie du fait qu'entre deux faisceaux issus d'une même source lumineuse (l'un passant par un miroir et l'autre passant par l'objet diffusant typiquement) il ne pourra y avoir de phénomène d'interférences que si la différence entre les deux chemins optiques est inférieure à la longueur de cohérence de la source. Les premiers dispositifs basés sur ce principe ont émergé dès 1978 avec d'abord un simple enregistrement d'hologramme statique par un film photographique [7] ou plus tard sur CCD [8]. L'intérêt de ces dispositifs a été démontré, pour l'imagerie à travers les milieux diffusants avec une résolution temporelle de 150 fs (cohérence temporelle du laser = durée du pulse). Ceci correspond à une sélectivité spatiale submillimétrique. La grande limitation de cette technique était due à l'impossibilité de séparer le signal utile (les interférences) et le bruit de fond incohérent à cause du caractère statique du montage. Ce problème a été résolu avec l'introduction d'une détection hétérodyne du signal interférométrique et la naissance en 1986 de l'OCT (Optical Coherence Tomography) [9,10]. Comme toutes les techniques de détection hétérodyne, cette technique permet d'améliorer considérablement la sensibilité en affranchissant la détection de tout signal parasite constant. L'OCT sera développée plus longuement dans la suite de ce chapitre dans la partie sur la microscopie monochromatique hétérodyne. Leur avantage est leur sensibilité pouvant aller jusqu'au bruit de photons. La Figure 1-3 montre un exemple d'image OCT.

La deuxième sous-famille de dispositifs est basée sur une détection temporelle directe et ultrarapide des photons issus du milieu diffusant. Lorsqu'on envoie une impulsion optique ultrabrève (femtoseconde typiquement) à travers un milieu diffusant, elle s'élargit au fur et à mesure de sa propagation à cause de la différence de vitesse entre les photons multi-diffusés qui sont ralentis par les événements de diffusion et les photons balistiques se propageant en

ligne droite. A la sortie du milieu, une détection directe rapide de l'intensité lumineuse donne en théorie la fonction d'étalement temporelle (Temporal Point Spread Function TPSF, [Figure 1-2(a)]). Le but étant de n'obtenir une image qu'avec les photons du début de la TPSF (photons balistiques arrivant en premier) qui sont les seuls à porter l'information de la résolution spatiale. La largeur temporelle d'une impulsion étant de l'ordre de la nanoseconde lors de la traversée de quelques longueurs de transport, la résolution temporelle doit être de l'ordre de la dizaine de picosecondes (plus ce temps est court et meilleure est la réjection des multi-diffusés). Afin d'obtenir la TPSF, on peut faire une mesure directement dans le domaine temporel [Figure 1-2(a)] ou faire une mesure dans l'espace fréquentiel [Figure 1-2(b)].

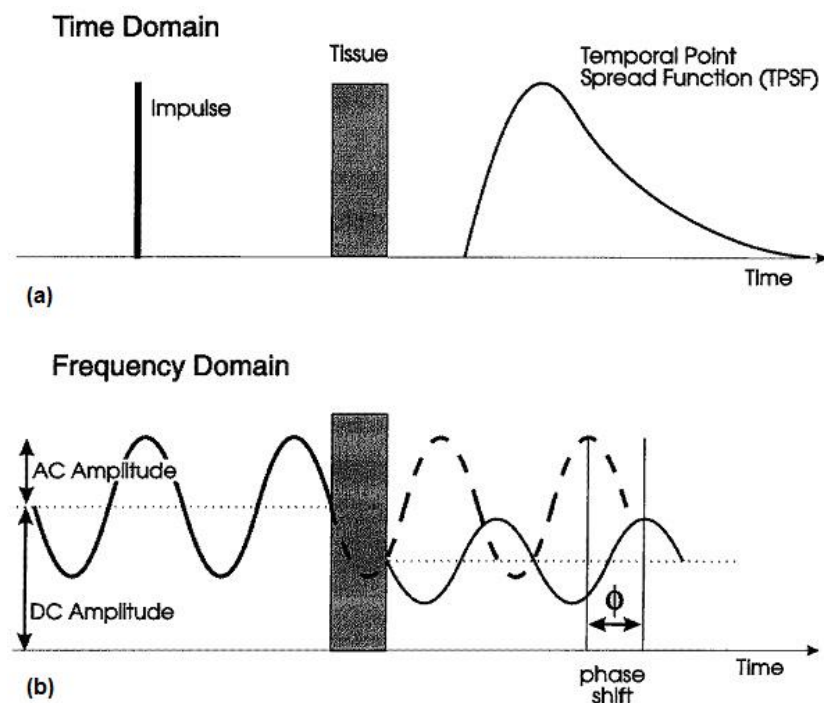


Figure 1-2: L'évolution temporelle de la lumière transmise à travers un tissu très diffusant. (a) Cas d'une source impulsionnelle. (b) Cas d'une source continue modulée sinusoïdalement. Figure tirée de [1].

Pour ce qui est des mesures dans le domaine temporel, dans la littérature, des dispositifs de détection de photons reçus uniquement pendant une courte fenêtre temporelle sont décrits dès 1971 [11,12] avec l'introduction des obturateurs à effet Kerr. Dans ce dispositif, la transparence de l'obturateur (contrôlée par un laser externe impulsionnel qui contrôle la transparence d'une cellule à effet Kerr) est synchronisée avec le passage des photons balistiques tandis qu'il reste opaque aux photons multi-diffusés. D'autres processus non linéaires ont été utilisés plus tard tels que la diffusion Raman stimulée [13,14], la génération

de seconde harmonique [15] ou l'amplification paramétrique [16,17] pour cette fois amplifier le signal balistique au détriment du signal diffusé. Le contrôle de l'obturateur ou du processus d'amplification se fait par un laser externe pulsé (sauf pour la génération de seconde harmonique où le même laser est séparé en deux). Il résulte que le moment et la durée de la fenêtre de sélection des photons sont contrôlés par, respectivement, le délai et la durée d'impulsion de ce laser externe (la TPSF est mesurée en changeant le délai du laser externe). Le problème de ces méthodes est la faible acceptance angulaire des processus non linéaires qui limite la collection des précieux photons balistiques ainsi que le taux de réjection des photons multi-diffusés par rapport aux photons balistiques (ne dépassant pas un facteur 10^6). Ce rejet imparfait des photons multi-diffusés impose une profondeur (en terme de libres parcours moyens) maximale accessible et ce, quelle que soit la puissance initiale du laser. Pour dépasser cette limitation, une mesure directe de la TPSF a été proposée grâce à de nouveaux détecteurs rapides (résolution temporelle de l'ordre de la picoseconde). Parmi ces détecteurs, on peut citer les cameras à balayage (streak camera) [18,19] qui par un balayage mécanique transforment une courbe temporelle en courbe spatiale. Dans la littérature, il est également fait mention des convertisseurs temps-amplitude (TAC or Time Amplitude Converter) qui permettent de donner le délai entre deux événements avec une très grande résolution temporelle ; il a été montré que ce détecteur peut être utilisé pour faire des mesures de TPSF à travers des milieux diffusants [20]. Pour finir, de simples photodiodes associées à un oscilloscope ultrarapide (>50 GHz) ont montré leur capacité à mesurer la TPSF avec une résolution temporelle de l'ordre de la picoseconde [21] et ainsi à imager à travers les milieux diffusants. Le défaut de ces détecteurs et de l'électronique qui est derrière est leur prix et leur lourde mise en place. Finalement, avec ces dispositifs, nous sommes limités par un compromis résolution temporelle/sensibilité. Avoir la résolution temporelle la plus grande *i.e.*, garder les photons les moins diffusés, implique de sélectionner moins de photons et donc de diminuer le rapport signal sur bruit final.

Pour finir avec ce qui est des techniques de mesure de TPSF, une mesure fréquentielle est possible. Pour mesurer la TPSF, il faut donc mesurer la chute de l'amplitude et le déphasage subis par un faisceau lumineux modulé sinusoïdalement lors de la propagation à travers le milieu [Figure 1-2(b)] et ce pour toutes les fréquences de modulation. Ainsi il est possible d'obtenir la fonction de transfert du milieu (Temporal Modulation Transfert Function TMTF) qui est reliée à la TPSF par simple transformée de Fourier. Les premières techniques d'imagerie à travers des milieux diffusants, basées sur ce principe, sont apparues dès 1990 avec les travaux de Berndt and Lakowicz [22]. Il a été montré expérimentalement [23] que la

résolution finale accessible est donnée par les hautes fréquences de modulation optique. Ceci était prévisible théoriquement car la TPSF et la TMTF étant reliées par simple transformée de Fourier, la résolution temporelle finale (donc la résolution spatiale finale) est inversement proportionnelle à la largeur fréquentielle de la TMTF. L'intérêt de cette technique pour des applications à la mammographie a rapidement été démontré [24]. En ce qui concerne les limitations de cette méthode, elles sont les mêmes que pour la mesure directe de TPSF. Nous avons, en effet, un compromis résolution temporelle-efficacité de collection des photons balistiques (lui-même relié au temps d'acquisition total).

c) Sélection polarimétrique des photons balistiques

La troisième famille de techniques de sélection des photons balistiques est basée sur une sélection polarimétrique des photons incidents. En effet, il a été démontré dès 1989 que lors des événements de diffusion, les photons perdent peu à peu la mémoire de leur polarisation initiale (jusqu'à être complètement dépolarisés au bout d'un certain temps), phénomène d'autant plus marqué quand celle-ci était linéaire [25,26]. En construisant un dispositif sensible uniquement aux photons ayant gardé la polarisation initiale, on sélectionne en fait les photons balistiques n'ayant pas subi de diffusion. En 1996, un dispositif basé sur ce principe a été démontré [27]. Il a été prouvé que l'on a été capable de détecter uniquement les photons balistiques et ainsi de descendre à une résolution optique de l'ordre du micron. Même si le dispositif était basé sur une polarisation initiale tournante associée à une détection synchrone (donc filtrant les bruits électroniques en $1/f$ et le fond lumineux, voir annexe A), la principale limitation de ce dispositif reste bien sûr le compromis prix/sensibilité du détecteur utilisé (dans [27] il s'agissait d'un photomultiplicateur coûteux).

d) Sélection spatiale des photons balistiques

Pour finir, on peut également séparer les photons balistiques et les photons multi-diffusés par un filtrage spatial. En effet, la raison pour laquelle les photons multi-diffusés ne peuvent pas participer directement à une image résolue est justement qu'ils ont perdu la mémoire de leur direction de propagation initiale. Il est donc possible d'exploiter ce fait pour éliminer tous les photons qui ne se propagent pas « correctement ». De façon tout à fait parallèle à la sélection temporelle, deux principales familles de filtrages spatiaux des photons balistiques, peuvent être citées : l'une par la cohérence spatiale du laser et l'autre plus « mécanique ».

En ce qui concerne le filtrage par la cohérence du laser, les premiers dispositifs ont été présentés dès 1991 [28]. Dans ces techniques, seuls les photons qui sont encore spatialement cohérents avec une référence, après propagation, à travers le milieu diffusant, vont pouvoir donner des interférences. Comme pour le filtrage temporel, afin de s'affranchir du bruit de fond parasite constant, une détection hétérodyne [29] améliore beaucoup les performances (voir Annexe A). Cette technique d'imagerie sera développée plus en profondeur dans ce chapitre, à travers deux de ses représentants principaux dans la partie 3.

Pour ce qui est de la deuxième catégorie des dispositifs de filtrage spatial, elle utilise non pas une détection d'interférences comme précédemment mais un blocage mécanique des photons indésirables : la microscopie confocale a été proposée [30], [Figure 1-3]. Dans ce dispositif, la zone d'intérêt est conjuguée avec un trou ne laissant quasiment passer que les photons balistiques provenant de la cible, tandis que les autres photons sont arrêtés et ne participent pas à l'image. La sélectivité spatiale de ce dispositif est meilleure que la simple opération de collimation/filtrage et la résolution est donnée par l'objectif de microscope, et donc micrométrique. Ce dispositif est également étudié plus en détails dans la suite de ce chapitre. Globalement comme dans le cas de la sélection temporelle, la grande limitation du filtrage spatial est le compromis entre la réjection des photons multi-diffusés et le taux de collection des balistiques [29].

e) Choix d'une technique

Il existe donc de nombreuses méthodes de sélection des photons balistiques qui peuvent bien sûr être couplées afin d'augmenter la sélectivité. Ainsi, par exemple, il a été démontré l'intérêt du couplage entre sélections temporelle et polarimétrique [31] ou encore entre sélections temporelle et spatiale [32,33]. Les techniques d'imagerie résolue en milieu diffusant sont donc très nombreuses et ont été principalement développées entre les années 1970 et 2000. Aujourd'hui la production scientifique s'est essentiellement articulée autour du transfert de ces technologies en milieu clinique [34] ce qui montre l'intérêt et la pertinence de ces techniques. Dans tous les cas, ce qui limite la profondeur accessible de ces méthodes résolues optiquement, c'est un compromis général entre la puissance du laser excitateur (qui ne doit pas endommager la cible), l'efficacité de collection des photons balistiques et le taux de réjection des photons multi-diffusés. La puissance du laser excitateur est liée aux normes d'exposition (voir Annexe C) et n'est pas un paramètre que l'on peut changer.

Notre but dans cette thèse est de réaliser des images résolues à travers des milieux diffusants. Il est donc important d'utiliser un dispositif qui optimise la sensibilité aux photons balistiques, tout en éliminant les photons multi-diffusés. Dans ce premier chapitre nous présentons un dispositif d'imagerie interférométrique autodyne, dénommé LOFI (Laser Optical Feedback Imaging) [35] où le laser joue à la fois le rôle de la source et du récepteur des photons (le bras de référence est la cavité laser elle-même) qui viennent sonder le milieu. Le LOFI est donc un dispositif auto-aligné et appartient à la famille des dispositifs à sélection spatiale des photons balistiques (par la cohérence spatiale). Il réalise également une sélection partielle par la polarisation, car seuls les photons gardant la même polarisation se couplent avec la cavité laser. Finalement le LOFI possède une sensibilité limitée à la détection d'un photon unique réinjecté [36]. Ceci étant vrai même à faible puissance optique, il est donc bien adapté pour réaliser des images à travers des milieux diffusants. Le LOFI étant un interféromètre, il donne une double information amplitude-phase de l'onde électromagnétique réinjectée dans la cavité du laser. La sensibilité aux photons balistiques ainsi que la capacité de réjection des photons multi-diffusés du LOFI seront évaluées et comparées à d'autres dispositifs (comme la microscopie confocale, le microscope cohérent hétérodyne ainsi que l'OCT) afin de démontrer l'intérêt du LOFI pour de futures applications en milieux biologiques.

Dans une première partie, le microscope confocal sera présenté et étudié. On calculera en particulier le taux de réjection des photons parasites rétro-réfléchis en dehors du trou confocal ; l'influence du diamètre de ce trou sera également étudiée [29]. Pour finir, nous verrons également que la sensibilité d'un tel dispositif est imposé par le bruit de la chaîne de détection limitant la profondeur accessible dans le milieu diffusant. Dans une deuxième partie, le microscope hétérodyne monochromatique [29] et polychromatique (OCT) [10] seront présentés. Dans ces deux cas, nous allons montrer que le filtrage par la cohérence spatiale de la référence est équivalent à celui d'un trou confocal. Il sera montré qu'en plus d'une double information amplitude-phase sur la cible, on peut gagner en sensibilité grâce à un effet d'amplification optique par la référence du laser [37] et ainsi être limité au bruit de photons au-delà d'une certaine puissance optique. Pour finir, nous introduisons le LOFI qui est un interféromètre replié sur lui-même (autodyne). Nous montrons qu'en plus de tous les avantages du microscope hétérodyne, celui-ci est, en plus, auto-aligné et il est limité au bruit de photons même à faible puissance. Ces avantages en font le candidat idéal pour une imagerie à travers des milieux diffusants et fragiles (comme certains échantillons biologiques).

2) La microscopie confocale

a) Historique et principe

La microscopie confocale est une technique d'imagerie à travers des milieux diffusants brevetée en 1961 par Marvin Minsky [30,38] et elle est maintenant couramment utilisée [39,40] dans le domaine de la biologie notamment [Figure 1-3]. Une source lumineuse vient éclairer la cible qui renvoie des photons vers l'arrière (rétro-diffusés ou fluorescents) ; ces photons sont ensuite renvoyés vers un détecteur par un miroir [Figure 1-4]. Une image 2D ou 3D est alors reconstruite point par point par balayage du laser par rapport à la cible. La sélectivité spatiale de ce microscope se fait par deux mécanismes. Le premier mécanisme est donné par l'éclairage laser focalisé à l'émission par l'objectif de microscope sur la zone d'intérêt. Les photons sont donc préférentiellement concentrés sur la zone d'intérêt. Pour le deuxième mécanisme provient de la spécificité du microscope confocal. A cause de la présence d'un trou (filtre mécanique) conjugué avec la zone d'intérêt, il va se produire un filtrage de la zone d'intérêt à la réception. C'est vraiment l'association de ce double filtrage qui fait que seuls les photons issus de cette zone dite « confocale » sont finalement reçus par le détecteur ; les photons multi-diffusés n'étant pas dans ce cas, ils sont à priori rejetés de l'image finale.

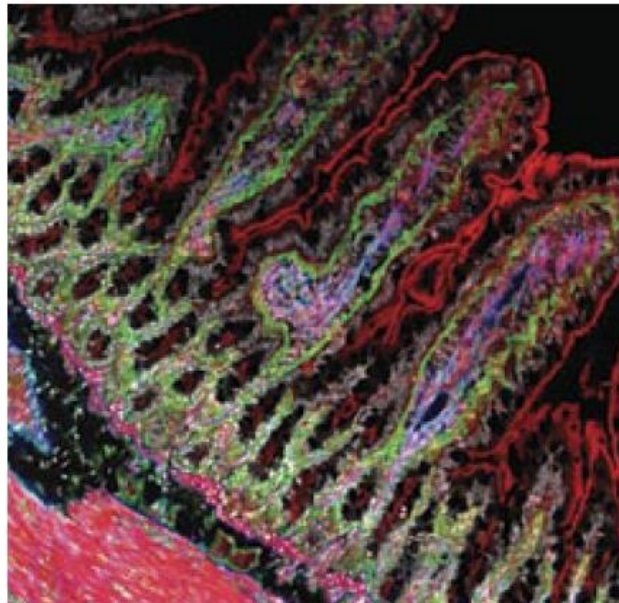


Figure 1-3: Image donnée par un microscope confocal d'un iléon de rat. En rouge est représentée l'actine, en blanc les noyaux cellulaires, en bleu les muscles et en vert les laminines. Figure tirée de [40].

La microscopie confocale peut s'utiliser en simple contraste de réflexion [Figure 1-4a] ou d'absorption : dans ce cas la lame séparatrice est simplement un cube 50-50 ou un cube dépendant de la polarisation. Dans le cas d'un contraste de fluorescence, on est sensible à l'émission d'un fluorophore [Figure 1-4b]. Ce dernier émettant à une longueur d'onde plus grande que celle du laser excitateur, le miroir utilisé est alors un miroir dichroïque qui ne réfléchit sur le détecteur que la longueur d'onde du fluorophore (la plus longue).

Cette dernière modalité d'imagerie (par fluorescence) est très riche et permet au microscope confocal de faire également de l'imagerie fonctionnelle. On peut citer par exemple les imageries par temps de vie de fluorescence (Fluorescent Lifetime Imaging FLIM), par transfert d'énergie entre fluorophores (Fluorescent Resonant Energy Transfert FRET) ou de redistribution de fluorescence après photobleaching (Fluorescence Recovery After Photobleaching FRAP). L'imagerie FLIM consiste à mesurer le temps de vie de l'état excité du fluorophore qui permet indirectement de mesurer l'environnement (pH, interaction avec des ligands,...) [41]. L'imagerie FRET est un dérivé de l'imagerie FLIM qui permet [41] d'étudier l'interaction entre deux fluorophores précis en mesurant le chute du temps de vie du donneur, par ajout d'un processus de transfert non radiatif vers l'accepteur. Et pour finir la microscopie FRAP permet d'avoir une information sur la dynamique cellulaire ou moléculaire [42]. Un laser impulsionnel de forte puissance vient photo-blanchir (désactiver la fluorescence) une zone de l'échantillon. La vitesse de recouvrement de la fluorescence est alors directement liée à la mobilité moléculaire dans la zone d'observation.

L'utilisation d'un microscope confocal pour toutes ces modalités d'imagerie permet d'obtenir des images dans des milieux habituellement peu accessibles avec un microscope classique en lumière blanche car très diffusants (neurones par exemple). Le point négatif du microscope confocal est que l'image est obtenue point par point, ce qui est plus lent, plus compliqué à mettre en œuvre et plus cher (scanners galvanométriques) que l'imagerie plein champ.

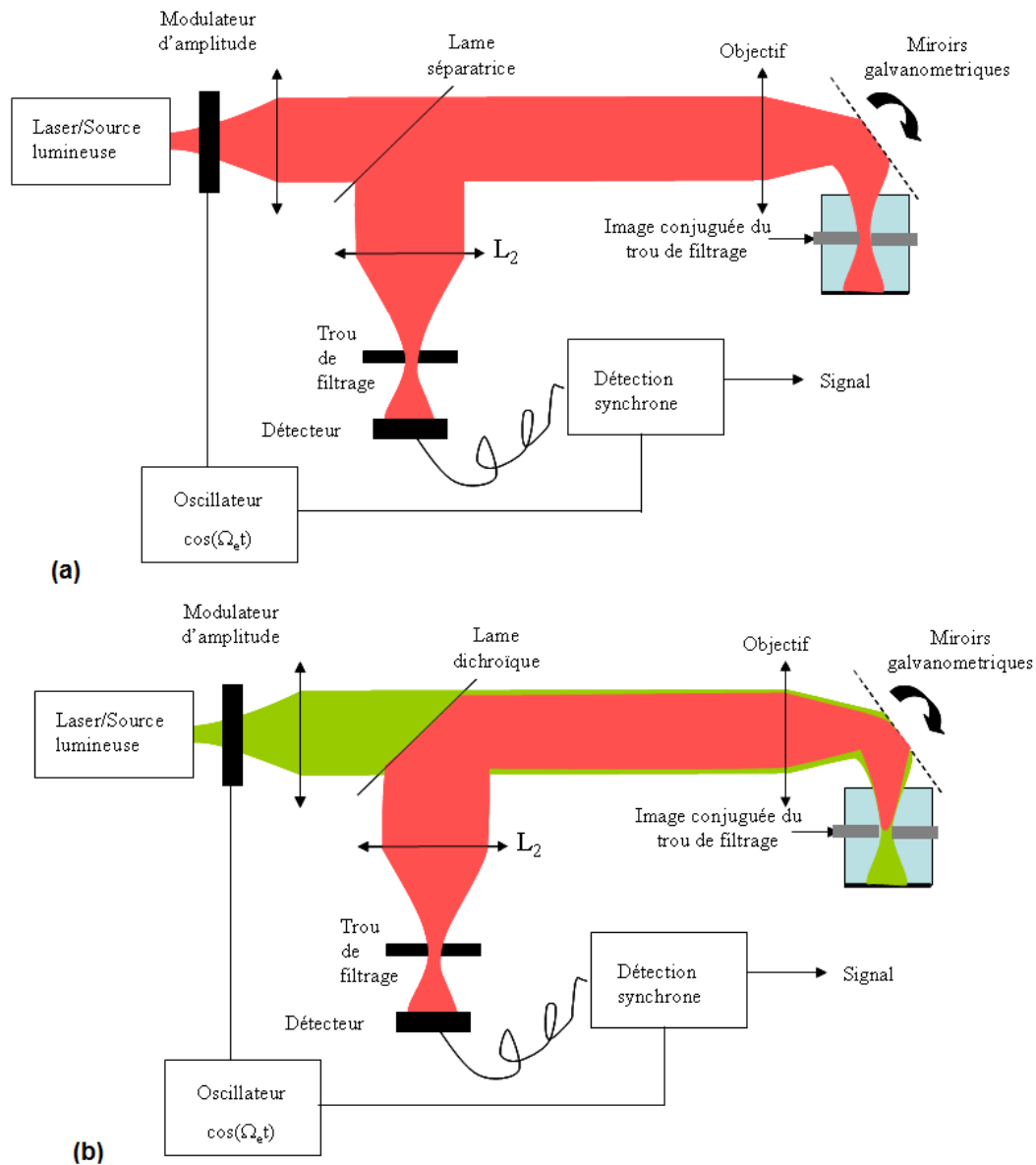


Figure 1-4: Principe du microscope confocal, deux configurations courantes. (a) En lumière réfléchi. (b) A fluorescence.

b) Performances de réjection

Comme indiqué précédemment, un des aspects importants pour l'imagerie à travers des milieux diffusants, est la capacité de réjection des photons multi-diffusés par rapport à la collection des photons balistiques. Pour préciser plus quantitativement cet aspect, nous allons étudier l'évolution de l'efficacité de collection des photons rétro-diffusés par un objet en fonction de la distance objet-zone confocale (*i.e.* image conjuguée du trou au niveau de l'échantillon). L'influence de la taille du trou confocal sur la collection sera également étudiée. Ce problème a déjà été étudié longuement dans la littérature [29], il s'agit ici d'en donner

une idée rapide au lecteur. Pour simplifier le problème, on suppose que le faisceau laser est circulaire, uniforme, de rayon r , au niveau du plan focal image de l'objectif (qui est aussi la zone confocale) et de surface $S_R(L)$ où L désigne l'éloignement entre l'objet rétro-diffusant et le waist du laser. En ce qui concerne l'objet étudié on le suppose lambertien, d'albédo ρ et de surface S petite devant le waist du laser $S_R(0)$ (tout objet est décomposable en une somme d'objets ponctuels). Le trou physique situé avant le détecteur [Figure 1-4] et son image à travers L_2 et l'objectif de microscope sont conjugués. Il en résulte que dans l'espace image, seuls les photons passant par cette image du trou (en gris sur les Figure 1-4 et Figure 1-5) au niveau du waist du laser pourront être détectés. La Figure 1-5 qui est un zoom de la Figure 1-4 au niveau de l'objectif du microscope et de la cible montre comment le trou confocal filtre les photons en dehors de la zone confocale [Figure 1-5(b)] tout en laissant passer les photons émis dans la zone confocale [Figure 1-5(a)]. Avec les simplifications faites ici, il est alors facile via un petit bilan photométrique, de déterminer la puissance du laser finalement enregistrée par le détecteur, en fonction des différents paramètres du problème.

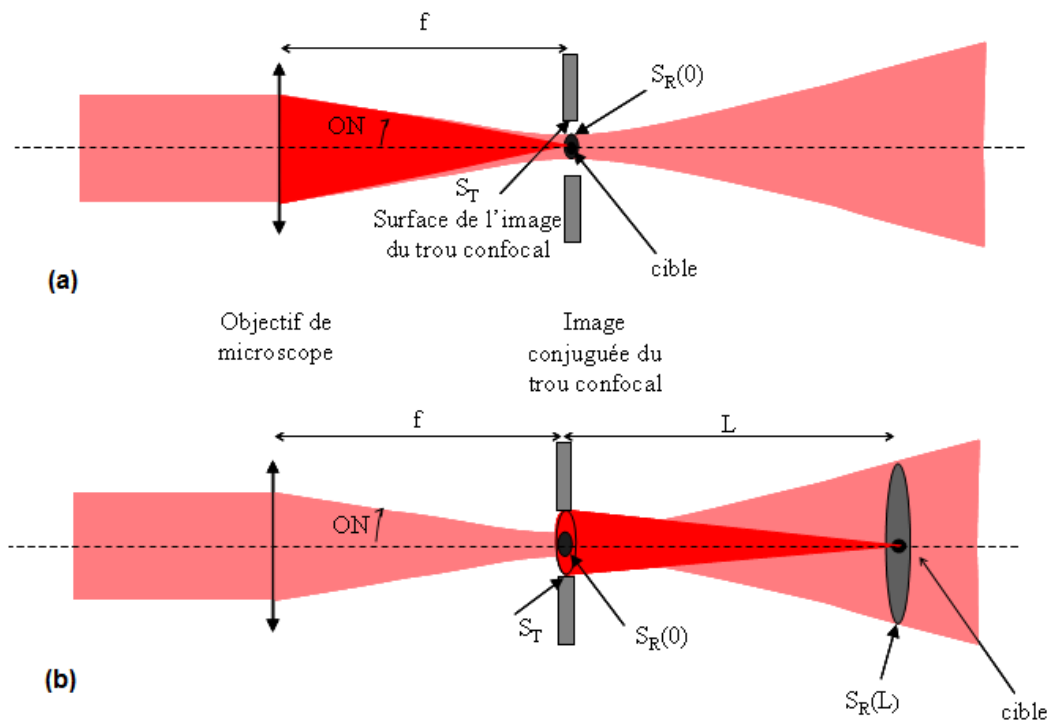


Figure 1-5: Principe du filtrage spatial par le trou confocal. (a) Cas d'un objet dans la zone confocale. (b) Cas d'un objet à une distance L de la zone confocale. ON et f désignent respectivement l'ouverture numérique et la focale de l'objectif de microscope. S_T désigne la surface de l'image conjuguée du trou confocal et $S_R(L)$ désigne la surface du faisceau laser à la distance L de la zone confocale (qui est aussi le plan waist du laser excitateur). Le cône de collection de la lumière rétro-diffusée par l'objet est en rouge foncé.

Supposons que la puissance du laser soit donnée par P_{out} , on a alors :

- Cas d'un objet dans la zone confocale [Figure 1-5(a)] :

On peut encore considérer deux cas selon que la taille du trou confocal soit plus grand ou plus petit que celle du waist du laser. Dans le cas où la taille du trou confocal est plus importante que celle du waist, il n'y a pas de filtrage et les photons diffusés par l'objet sont collectés sur toute l'ouverture de l'objectif. Nous avons ainsi comme amplitude de la puissance collectée :

$$\underbrace{P_{batt,0}(0)}_{S_R(0) < S_T} = \frac{\rho P_{out}}{\pi S_R(0)} S \pi (ON)^2 = \frac{\rho P_{out}}{S_R(0)} S (ON)^2 \quad (1-1)$$

Dans cette expression $P_{out}/S_R(0)$ désigne l'éclairement du laser au niveau du waist, $P_{out}/\pi S_R(0)$ désigne alors la luminance de l'objet éclairé dans le plan d'observation. $S(ON)^2$ est l'étendue géométrique de collection.

Dans le cas où la taille du trou confocal est plus faible que celle du waist, il y a une perte de collection inversement proportionnelle à la taille du trou confocal. En effet, au niveau du trou confocal physique la taille du faisceau des photons rétro-réfléchis est limitée par la diffraction des optiques. Si la taille du trou confocal est plus petite que la taille de cette tâche de diffraction, une partie des photons collectés est stoppée par le trou. L'Eq. (1-1) devient :

$$\underbrace{P_{batt,0}(0)}_{S_T < S_R(0)} = \frac{S_T}{S_R(0)} \underbrace{P_{batt,0}(0)}_{S_R(0) < S_T} = \frac{\rho P_{out} S_T}{\pi S_R(0)^2} S \pi (ON)^2 = \frac{\rho P_{out} S_T}{S_R(0)^2} S (ON)^2 \quad (1-2)$$

- Cas d'un objet en dehors de la zone confocale [Figure 1-5(b)] :

Dans ce cas, la réinjection des photons rétro-réfléchis en dehors de la zone confocale (à une distance L sur la figure) est limitée à un très faible angle géométrique de collection. Les photons doivent en effet repasser par l'image du trou confocal pour être détectés. Les Eqs. (1-1) et (1-2) deviennent donc :

$$P_{batt,0}(L) = \frac{\rho P_{out}}{\pi S_R(L)} \frac{S S_T}{L^2} \quad (1-3)$$

- Optimisation de la taille du trou confocal et taux de réjection :

En comparant les Eqs. (1-1), (1-2) et (1-3), on peut déduire le taux de réjection. Celui-ci est donné par le rapport entre les signaux donnés par un même objet (même albédo et surface) mais situés respectivement dans la zone confocale et en dehors à une distance L :

$$\frac{\underbrace{P_{batt,0}(0)}_{S_R(0) < S_T}}{P_{batt,0}(L)} = \frac{\frac{\rho P_{out}}{S_R(0)} S(ON)^2}{\frac{\rho P_{out}}{\pi S_R(L)} \frac{SS_T}{L^2}} = \frac{\pi(ON)^2 L^2 S_R(L)}{S_T S_R(0)} = \frac{S_R(L)^2}{S_T S_R(0)} \quad (1-4)$$

$$\frac{\underbrace{P_{batt,0}(0)}_{S_R(0) > S_T}}{P_{batt,0}(L)} = \frac{\frac{\rho P_{out} S_T}{S_R(0)^2} S(ON)^2}{\frac{\rho P_{out}}{\pi S_R(L)} \frac{SS_T}{L^2}} = \frac{\pi(ON)^2 L^2 S_R(L)}{S_R(0)^2} = \left(\frac{S_R(L)}{S_R(0)} \right)^2$$

Pour déterminer la taille optimale du trou confocal, il suffit de fixer les paramètres de l'expérience et de tracer $P_{batt,0}(0)$, $P_{batt,0}(L)$ et le taux de réjection en fonction de la surface du trou confocal S_T :

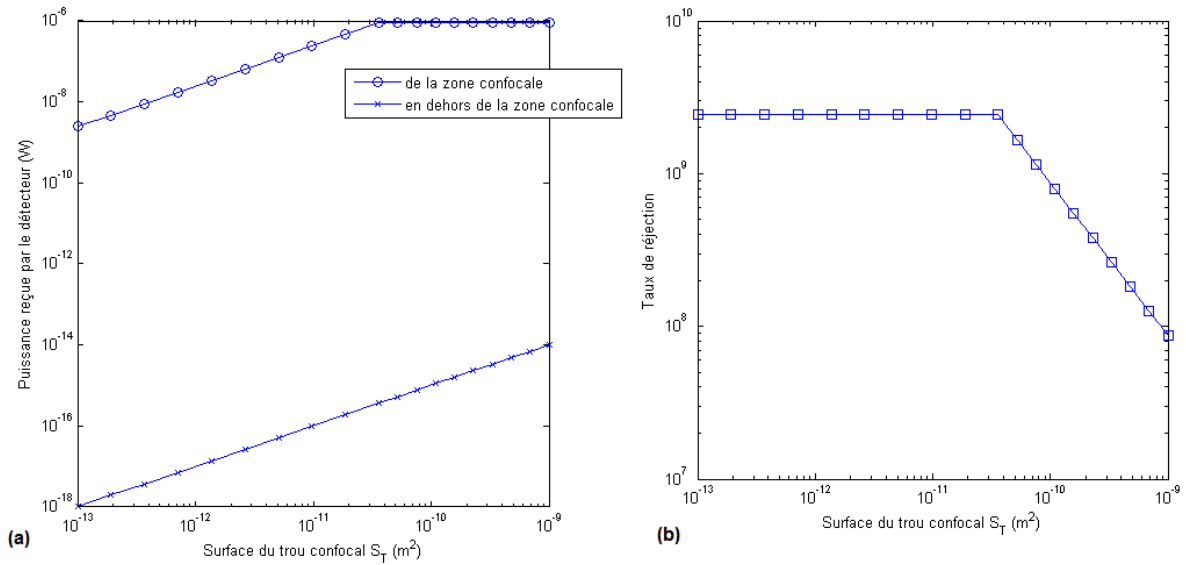


Figure 1-6: Photométrie du microscope confocal en fonction de la surface de l'image du trou confocal dans le plan focal image de l'objectif de microscope (tracés théoriques donnés par les Eqs. (1-1), (1-2), (1-3) et (1-4)). (a) Flux lumineux reçu par le détecteur rétro-réfléchi par la cible dans la zone confocale (ronds) ou en dehors (croix) à une distance L . (b) Taux de réjection associé ($P_{batt,0}(0)/P_{batt,0}(L)$). Les paramètres utilisés sont les suivants : $S = 10^{-12} \text{ m}^2$, $\lambda = 1064 \text{ nm}$, $ON = 0,1$, $S_R(0) = \pi(\lambda/(\pi ON))^2 = 36.10^{-12} \text{ m}^2$, $L = 10 \text{ cm} \approx 300 Z_R$ (distance de Rayleigh), $S_R(L) = \pi(ON L)^2 = 3,14.10^{-6} \text{ m}^2$, $\rho = 1$ et $P_{out} = 10 \text{ mW}$.

On remarque que lorsque la taille de l'image du trou confocal est plus grande que celle du waist du laser, il n'y a pas de filtrage des photons confocaux (issus de la zone confocale) par contre les photons parasites (en dehors de la zone confocale) sont filtrés inversement proportionnellement à S_T ce qui améliore le taux de réjection. Par contre quand la taille du trou confocal devient plus petite que le waist, il y a un filtrage simultané des photons confocaux et des photons parasites. Ceci se traduit sur la Figure 1-6(b) par une réjection constante. Pour optimiser le rapport signal sur bruit, on doit alors avoir $S_T \leq S_R(0)$ [Figure 1-6(b)] et pour optimiser le nombre de photons confocaux reçus, on doit avoir $S_T \geq S_R(0)$ [Figure 1-6(a)]. La surface optimale du trou confocal correspond donc à la surface du waist $S_R(0)$; on se place donc désormais dans ce cas optimal, les deux équations [Eq. (1-4)] se réduisent en :

$$\frac{P_{bat,0}(0)}{P_{bat,0}(L)} = \left(\frac{S_R(L)}{S_R(0)} \right)^2 \propto L^4 \quad (1-5)$$

On a donc un effet confocal qui permet une collection des photons issus de la zone confocale (photons balistiques) bien meilleure que celle de photons multi-diffusés ($L \neq 0$). On comprend bien que cette sélectivité est en fait la combinaison d'une sélectivité à l'éclairage combiné à une sélectivité à la réception (c'est là qu'intervient le trou confocal). Le taux de réjection étant donné par le carré du rapport entre les surfaces du laser respectivement dans les plans $z = 0$ et $z = L$ soit une décroissance de la collection en $1/L^4$ (quand L est grand !). Ce $1/L^4$ peut s'interpréter en réalité comme un $(1/L^2)^2$ causé par une double sélectivité spatiale à l'émission et à la réception.

c) Vitesse

Un des défauts majeurs de la microscopie confocale est la lenteur d'acquisition d'une image, celle-ci se faisant point par point. Un déplacement de l'objet par rapport au laser fixe est possible mais génère des vibrations mécaniques et il est particulièrement lent (quelques secondes par ligne si l'on veut limiter les vibrations). Une meilleure solution est de balayer la cible immobile avec le laser. Ceci peut être fait via l'utilisation de deux miroirs galvanométriques (miroirs légers dont l'orientation est contrôlée électriquement, plus rapides qu'une platine de translation pour l'objet).

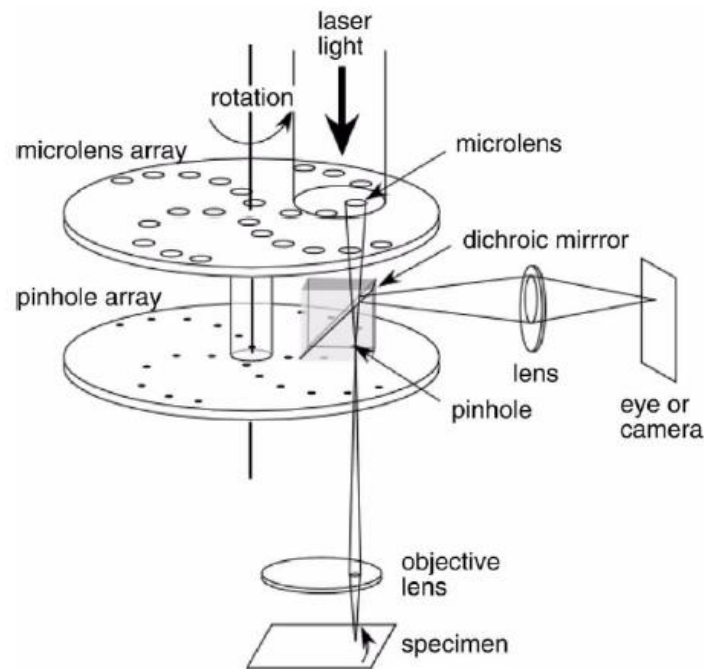


Figure 1-7: Principe d'un microscope confocal rapide basé sur les disques de Nipkow : chaque trou du disque scanne l'objet pour former une ligne de l'image finale. Figure tirée de [43].

Afin de pallier cette lenteur, un dispositif [Figure 1-7] de scan ultra-rapide [44] basé sur les disques de Nipkow (méthode du Spinning-disk) a été proposé dès les années 1990. Un disque de Nipkow est un disque percé de trous plus ou moins éloignés du centre, mis en rotation. Chacun de ces trous (jouant le rôle de trou confocal) va scanner une ligne de l'échantillon avec une vitesse dépendant directement de la vitesse de rotation du disque. Avec ce type de dispositifs, une cadence de 1000 images par secondes est possible [44] ce qui permet de faire de l'imagerie dynamique des milieux vivants [43]. Le disque de Nipkow a été introduit pour la première fois dans les années 1920 où il était utilisé pour le balayage mécanique de l'écran des anciens téléviseurs. Cependant, avec ce type de balayage, le temps d'intégration par pixel est d'autant plus court que l'on fait une acquisition rapide, ce qui vient dégrader la quantité de photons balistiques contenus dans l'image et ainsi limiter la profondeur accessible dans les milieux diffusants. Dans le cadre de notre problématique il est donc préférable de nous limiter à un balayage par miroirs galvanométriques et de nous restreindre à des objets statiques.

d) Sensibilité

Pour finir, un des aspects les plus importants d'un dispositif d'imagerie à travers les milieux diffusants est, on l'a dit, la sensibilité de notre dispositif (*i.e.* le nombre photons minimum que l'on doit détecter pendant le temps d'intégration pour avoir un rapport signal sur bruit de 1). Dans le cas de la microscopie confocale, nous utilisons un dispositif de détection synchrone ([Annexe A] et [Figure 1-8]) branché sur une photodiode (nous aurions pu utiliser d'autres détecteurs tels que les photodiodes à avalanche ou des photomultiplicateurs).

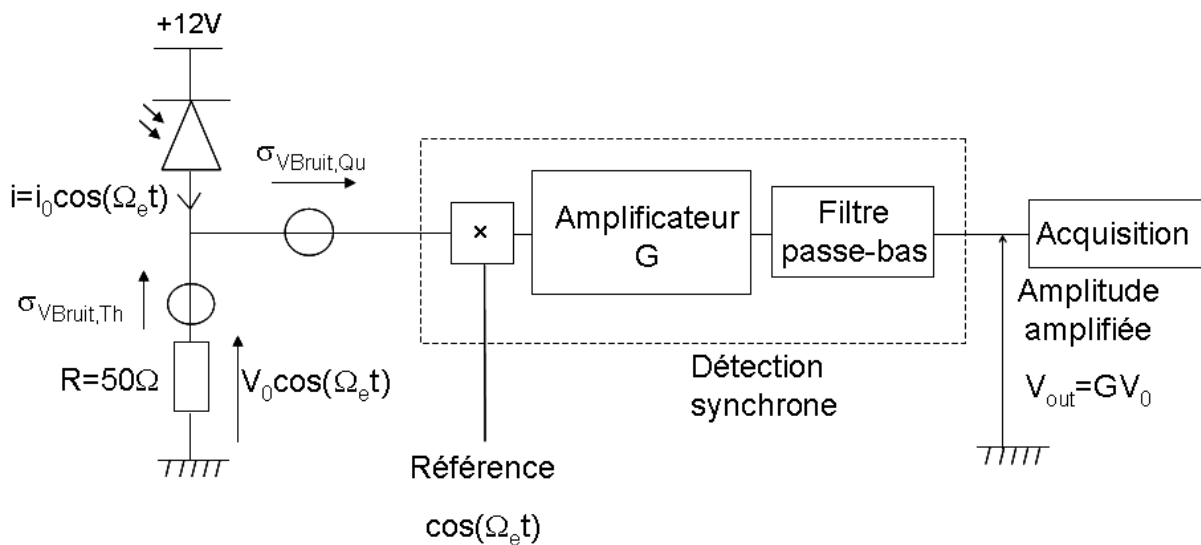


Figure 1-8: Dispositif de détection utilisé au laboratoire. La photodiode polarisée en inverse est de marque Thorlabs (référence [det36A](#)), la détection synchrone est de marque Stanford Research Systems (référence [SR488](#)) et la carte d'acquisition 12 bit de marque National Instruments (référence [6211](#)) est reliée à Labview. $\sigma_{VBruit,Th}$ et $\sigma_{VBruit,Qu}$ désignent respectivement les bruits thermiques dus à la résistance R et de quantification dus à la conversion analogique-numérique de la détection synchrone. G désigne le gain de la détection synchrone et V_0 et V_{out} les amplitudes respectivement avant et après démodulation puis amplification. Pour finir R est la résistance d'entrée de la détection synchrone soit 50Ω afin d'avoir une bande passante optimale.

Nous sommes limités principalement par deux sources de bruit [Figure 1-9] : le bruit de quantification et les bruits blancs (densité spectrale de puissance constante) en entrée de la détection synchrone (les bruits introduits après la détection synchrone étant négligeables car non amplifiés).

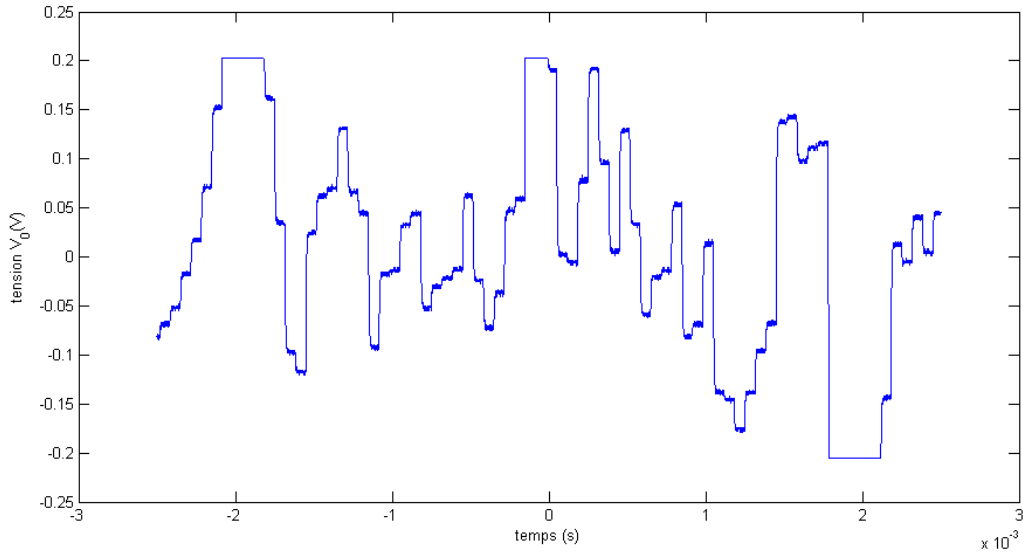


Figure 1-9: Courbe $V_{out}(t)$ mesurée sur un oscilloscope pour $T_{int} = 100 \mu s$ (temps d'intégration de la détection synchrone) faisant apparaître les deux principales composantes de bruit : le bruit thermique (grandes fluctuations) et le bruit de quantification (petites fluctuations en escalier).

Plus quantitativement, la tension en sortie de la chaîne de détection est reliée au flux de photons collectés $P_{batt,0}$ par la relation :

$$V_{out} = GV_0 = GP_{batt,0}eR \quad (1-6)$$

Dans cette relation, e est la charge de l'électron et R la résistance de charge du détecteur. Le gain G dépend uniquement du calibre utilisé et doit être ajusté afin d'avoir la meilleure dynamique possible.

Le bruit sur cette tension en sortie de chaîne est donné par la relation (les deux sources de bruits étant considérées comme indépendantes) :

$$\sigma_{V_{out}} = G\sqrt{\sigma_{V_{Bruit,Th}}^2 + \sigma_{V_{Bruit,Qu}}^2} = G\sqrt{4kTR\Delta f + \sigma_{V_{Bruit,Qu}}^2} = G\sqrt{\frac{4kTR}{T_{int}} + \sigma_{V_{Bruit,Qu}}^2} \quad (1-7)$$

Dans cette expression, T_{int} désigne le temps d'intégration par pixel, T la température supposée égale à $300 K$ et R la résistance de charge de la photodiode (qui est l'impédance d'entrée de la détection synchrone = 50Ω) et k la constante de Boltzman. $\sigma_{V_{Bruit,Th}}$ et $\sigma_{V_{Bruit,Qu}}$ désignent respectivement les bruits thermiques et de quantification ramenés en entrée de l'amplificateur. Les bruits associés aux fluctuations thermiques dans la photodiode sont comme tous les bruits

blancs proportionnels à la bande passante Δf , elle-même inversement proportionnelle au temps d'intégration T_{int} . Et le bruit de quantification dépend du calibre utilisé (voir Tableau 1-1 il est égal à $G\sigma_{V_{Bruit,Qu}} = 10V/2^{12} \approx 12,4 mV$ en sortie dans tous les cas). Le Tableau 1-1 donne la valeur du gain G ainsi que du bruit de quantification en entrée $\sigma_{V_{Bruit,Qu}}$ en fonction du calibre :

Calibre (mV)	0,01	0,03	0,1	0,3	1	3
G (V/mV)	1330	443,3	133	44,33	13,3	4,43
$\sigma_{V_{Bruit,Qu}}$ (mV)	$1,84 \cdot 10^{-6}$	$5,5 \cdot 10^{-6}$	$1,83 \cdot 10^{-5}$	$5,5 \cdot 10^{-5}$	$1,83 \cdot 10^{-4}$	$1,85 \cdot 10^{-3}$

Calibre (mV)	10	30	100	300	1000	
G (V/mV)	1,34	0,44	0,13	0,044	0,013	
$\sigma_{V_{Bruit,Qu}}$ (mV)	$5,5 \cdot 10^{-3}$	$1,83 \cdot 10^{-2}$	$5,5 \cdot 10^{-2}$	$5,5 \cdot 10^{-2}$	$1,83 \cdot 10^{-1}$	

Tableau 1-1 : Dépendance du gain G de la détection synchrone et du bruit de quantification $\sigma_{V_{Bruit,Qu}}$ en fonction du calibre utilisé.

Dans le cas où le calibre est choisi correctement, on a alors $\sigma_{V_{Bruit,Qu}} \ll \sigma_{V_{Bruit,Th}}$ et l'Eq. (1-7) se simplifie en :

$$\sigma_{V_{out}} = G \sqrt{\frac{4kTR}{T_{int}}} \quad (1-8)$$

Des Eqs. (1-6) et (1-8) on en déduit l'expression du rapport signal sur bruit :

$$RSB_{Con} = \frac{V_{out}}{\sqrt{2}\sigma_{V_{out}}} = \frac{eP_{batt,0} \sqrt{RT_{int}}}{\sqrt{2}\sqrt{4kT}} = \frac{P_{batt,0} / \sqrt{2}}{P_{EqBruit}} \quad (1-9)$$

Dans cette expression $P_{EqBruit} = \sqrt{\frac{4kT}{RT_{int}}} e^2$ désigne l'équivalent en flux de photons à l'entrée de la photodiode (amplitude efficace). C'est le flux lumineux collecté, nécessaire pour avoir un rapport signal sur bruit de 1. Le Tableau 1-2 donne le bruit ainsi que le flux minimum

délectable avec notre chaîne de détection, enregistré en fonction du temps d'intégration T_{int} .

On remarque que le bruit équivalent $\sigma_{V_{\text{Bruit,Th}}}$ mesuré en entrée est proche de la théorie.

T_{int} (s)	$\sigma_{V_{\text{Bruit,Th}}}$ (V rms) théorique	$\sigma_{V_{\text{Bruit,Th}}}$ (V rms) expérimental	P_{EqBruit} (Phot / s)	P_{EqBruit} (W)
5.10^{-5}	$1,29.10^{-7}$	$7,89.10^{-8}$	16.10^9	$3,19.10^{-9}$
1.10^{-4}	$9,1.10^{-8}$	$4,89.10^{-8}$	11.10^9	$2,26.10^{-9}$
3.10^{-4}	$5,25.10^{-8}$	$3,16.10^{-8}$	$6,6.10^9$	$1,3.10^{-9}$
1.10^{-3}	$2,88.10^{-8}$	$1,65.10^{-8}$	$3,6.10^9$	$7,14.10^{-10}$
3.10^{-3}	$1,66.10^{-8}$	$1,05.10^{-8}$	$2,07.10^9$	$4,12.10^{-10}$
1.10^{-2}	$9,1.10^{-9}$	$4,51.10^{-9}$	$1,14.10^9$	$2,26.10^{-10}$
3.10^{-2}	$5,25.10^{-9}$	$2,26.10^{-9}$	$0,67.10^9$	$1,30.10^{-10}$

Tableau 1-2 : Bruits et limites de détection en fonction du temps d'intégration, on ne tient pas compte du bruit de quantification car on suppose que l'on est sur un calibre adapté. λ est la longueur d'onde du laser utilisé supposé vers $1 \mu\text{m}$. On suppose une efficacité quantique du détecteur égale à 1 pour le calcul de P_{EqBruit} .

Dans le cadre d'une imagerie à travers les milieux diffusants, où peu de photons balistiques sont captés par la photodiode, on est donc rapidement limité par notre détecteur. Ce bruit diminue bien évidemment avec $\sqrt{T_{\text{int}}}$ comme on peut l'observer dans le [Tableau 1-2]. La densité spectrale de bruit équivalent ramené en entrée en puissance optique proche de $2,3.10^{-11} W / \sqrt{Hz}$. Par exemple pendant un temps d'intégration T_{int} de $100 \mu\text{s}$, il faut recevoir 1,1 millions de photons pour avoir un rapport signal sur bruit de 1. Bien sûr en utilisant un détecteur à avalanche comme une photodiode à avalanche ou un photomultiplicateur, ou en refroidissant la résistance de charge, on peut améliorer nos performances, mais au prix d'un dispositif plus complexe et plus coûteux. Les différences que l'on peut voir entre les bruits théoriques et expérimentaux (colonnes 2 et 3 [Tableau 1-2]) peuvent s'expliquer par la relation simpliste que l'on a considérée ici entre T_{int} et Δf ($T_{\text{int}} = 1 / \Delta f$). Afin d'améliorer la sensibilité, nous allons maintenant proposer un dispositif de microscopie monochromatique hétérodyne plus sensible.

3) La microscopie interférométrique hétérodyne

a) Historique et principe

La microscopie monochromatique hétérodyne a été introduite dans les années 1970 [45]. Ce dispositif est en fait un interféromètre de Michelson [Figure 1-10] dans lequel un décalage en fréquence aller-retour Ω_e a été introduit. Il s'ensuit que le signal détecté est un battement à la pulsation Ω_e entre le signal rétro-diffusé sur la cible et la référence. Plus quantitativement le signal total P_{tot} détecté par la photodiode est donné par :

$$\begin{aligned}
 P_{tot} &= P_1 + P_2 + P_{batt} \\
 P_1 &= \iint |U_1|^2 dx dy = P_{out} R_{bs} (1 - R_{bs}) \\
 P_2 &= \iint |U_2|^2 dx dy = P_{out} R_{bs} (1 - R_{bs}) r_{eff} = P_1 |r_{eff}|^2 \\
 P_{batt} &= P_{batt,0} \cos(\Omega_e t + \varphi) = 2\sqrt{P_1 P_2} \cos(\Omega_e t + \varphi_{batt}) = 2|r_{eff}| P_1 \cos(\Omega_e t + \varphi_{batt})
 \end{aligned} \tag{1-10}$$

Dans cette expression P_{out} désigne la puissance de sortie du laser en entrée de l'interféromètre, P_1 le flux provenant de la référence (le champ électrique correspondant est U_1 qui est ici homogène à la racine d'un éclairement), P_2 le flux provenant de la cible au niveau de la photodiode (le champ électrique correspondant est U_2) et P_{batt} le terme d'interférence oscillant entre les deux bras ($P_{batt,0}$ est l'amplitude de ce battement). R_{bs} est le coefficient de réflexion de la séparatrice et r_{eff} le coefficient de réflexion complexe ($r_{eff} = |r_{eff}| \exp(j\varphi_{batt})$) du champ électrique effectif (réflexion et couplage avec la référence) de la cible.

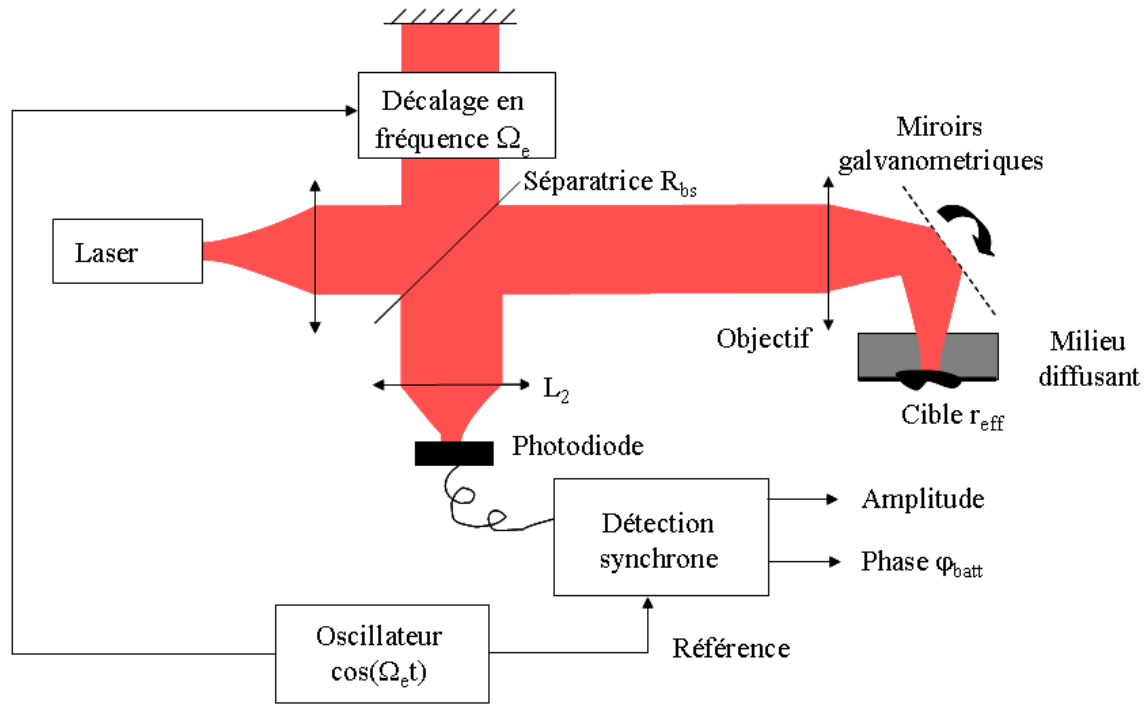


Figure 1-10: Principe du microscope cohérent hétérodyne. R_{bs} désigne le coefficient de réflexion de la séparatrice, r_{eff} le coefficient de réflexion effectif en amplitude de la cible et Ω_e le décalage aller-retour en pulsation du bras de référence.

Comme dans le cas du microscope confocal, une image est obtenue par un scan 2D de la cible par un jeu de deux miroirs galvanométriques. Le signal utile (issu de la détection synchrone) est le signal de battement P_{batt} entre la référence et le signal réfléchi. D'après l'Eq. (1-10), ce signal est proportionnel au champ électrique réfléchi par la cible et donc à r_{eff} . Ce champ électrique dépend des coordonnées $(X_C, Y_C, Z_C = L)$ de la cible, l'origine étant prise au centre du waist du laser [Figure 1-11]. r_{eff} dépend de la réflectivité de la cible ainsi que du couplage $C_{U_1 U_2}$ (voir annexe B pour plus de précisions sur le couplage, entre les champs électriques $U_1(x, y, z)$ du bras de référence et $U_2(X_C, Y_C, Z_C = L, x, y, z)$ du bras où se trouve la cible, au niveau de la surface du détecteur. Dans un premier temps nous allons montrer la dépendance de ce couplage avec X_C et Y_C . Pour ce faire, on suppose la cible ponctuelle afin d'obtenir directement la fonction d'étalement du point (PSF). Il est démontré dans l'annexe B que le calcul du couplage peut se faire dans n'importe quel plan du montage optique. On a donc $r_{eff}(X_C, Y_C, Z_C = L) \propto C_{U_1 U_2}(X_C, Y_C, Z_C = L) \propto C_{U_{cible}^* U_{ref}}(X_C, Y_C, Z_C = L)$. Où $U_{cible}(x, y, z)$ et $U_{ref}(X_C, Y_C, Z_C = L, x, y, z)$ sont respectivement les champs électriques incidents et réfléchis

par la cible [Figure 1-11]. Dans le calcul du couplage, le champ électrique $U_{cible}(x, y, z)$ est conjugué pour tenir compte du fait que U_{cible} et U_{refl} sont contra-propageant, (voir annexe B).

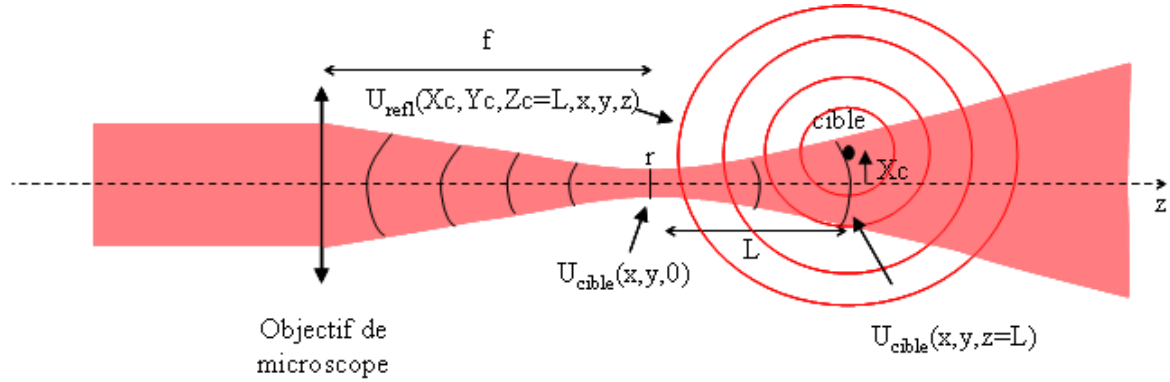


Figure 1-11: Couplage entre les ondes incidentes et réfléchies sur la cible. $U_{cible}(x, y, z)$ est le champ électrique incident et $U_{refl}(X_C, Y_C, Z_C=L, x, y, z)$ est le champ électrique réfléchi. (X_C, Y_C, Z_C) sont les coordonnées de la cible par rapport au waist du laser.

Le plan le plus commode pour calculer ce couplage est le plan de la cible $z = L$. Dans ce plan, dans le cas d'un faisceau que l'on suppose gaussien, le champ électrique incident sur la cible est donné par $U_{cible}(x, y, z = L)$:

$$\begin{aligned}
 U_{cible}(x, y, z = L) &\propto \exp\left(j \frac{2\pi}{\lambda} \frac{x^2 + y^2}{2q(L)}\right) \\
 \frac{1}{q(z)} &= \frac{1}{R(z)} + \frac{j\lambda}{\pi w^2(z)} \\
 w(z) &= r \sqrt{1 + \left(\frac{z}{Z_R}\right)^2} \\
 Z_R &= \frac{\pi r^2}{\lambda}
 \end{aligned} \tag{1-11}$$

Dans cette expression, on a pris le cas d'un faisceau gaussien. λ désigne la longueur d'onde du laser, $q(z)$ son rayon de courbure complexe $R(z)$ son rayon de courbure réel et $w(z)$ son rayon dans le plan z . Pour finir Z_R est la longueur de Rayleigh du laser. La cible étant considérée comme ponctuelle, le champ $U_{refl}(X_C, Y_C, Z_C = L, x, y, z)$ réfléchi par celle-ci dans le plan $z = L$ s'écrit [Figure 1-11] :

$$U_{refl}(X_C, Y_C, Z_C = L, x, y, z = L) \propto \delta(x - X_C, y - Y_C) U_{cible}(x, y, z = L) \quad (1-12)$$

Pour finir à partir des Eqs. (1-11) et (1-12), on peut calculer le couplage entre U_{refl} et U_{cible} :

$$\begin{aligned} r_{eff}(X_C, Y_C, Z_C = L) &\propto C_{U_{cible}^*, U_{refl}}(X_C, Y_C, Z_C = L) \\ &\propto \iint_{x,y} U_{cible}(x, y, z = L) U_{refl}(X_C, Y_C, Z_C = L, x, y, z = L) dx dy \\ &\propto \iint_{x,y} U_{cible}^2(x, y, z = L) \delta(x - X_C, y - Y_C) dx dy \\ &= U_{cible}^2(X_C, Y_C, z = L) \propto \exp(j \frac{2\pi}{\lambda} \frac{X_C^2 + Y_C^2}{q(L)}) \end{aligned} \quad (1-13)$$

Nous obtenons finalement une PSF égale à un front d'onde identique à celui du laser, au niveau de la cible, à un facteur $\sqrt{2}$ près pour sa largeur et un facteur 2 près pour son rayon de courbure (comparaison entre les Eqs. (1-11) et (1-13)). Ce facteur 2 sur la courbure complexe est lié à la symétrie entre l'éclairement et le couplage retour de l'onde rétro-réfléchi sur la cible.

b) Performances de réjection

Dans la partie précédente, on a vu que le couplage entre l'onde rétro-réfléchi et la référence avait une grande importance puisque c'est elle qui fixe le profil spatial latéral de la fonction d'étalement du point (réponse à une cible ponctuelle). Une étude plus quantitative du couplage entre la référence et l'onde réfléchi par la cible, permet de connaître précisément le taux de réjection (rapport entre le nombre de photons détectés rétro-réfléchis d'un même objet mais l'un situé dans un dans le plan $Z_C = 0$ et l'autre dans un plan $Z_C = L$). Si l'on exprime plus précisément l'expression de la réflectivité effective de l'objet [Eq. (1-13)] en intensité $|r_{eff}|^2$, nous avons (pour simplifier on considère un objet dans l'axe : $X_C = Y_C = 0$) :

$$\begin{aligned}
|r_{eff}(X_C = 0, Y_C = 0, Z_C = L)|^2 &= \left| \frac{C_{U_{cible}, U_{refl}}(X_C = 0, Y_C = 0, Z_C = L)}{\iint_{x,y} |U_{cible}(x, y, z)|^2 dx dy} \right|^2 \\
&= \left| \frac{\iint_{x,y} U_{cible}(x, y, z) U_{refl}(X_C = 0, Y_C = 0, Z_C = L, x, y, z) dx dy}{\iint_{x,y} |U_{cible}(x, y, z)|^2 dx dy} \right|^2
\end{aligned} \tag{1-14}$$

Cette fois ci, l'expression du couplage est plus aisée dans le plan $z = 0$ car les expressions de $U_{cible}(x, y, z = 0)$ et $U_{refl}(X_C = 0, Y_C = 0, Z_C = L, x, y, z = 0)$ sont considérablement simplifiées. En effet, l'onde incidente est plane et l'onde réfléchie est quasi-plane au niveau de la zone de recouvrement avec l'onde incidente. Dans ce cas, $U_{cible}(x, y, z = 0)$ est constant et égal à (le champ électrique correspond à la racine de l'éclairement) :

$$U_{cible} = \sqrt{\frac{P_{cible}}{S_R(0)}} \tag{1-15}$$

Où P_{cible} représente le flux lumineux incident du laser au niveau de la cible.

Pour déterminer U_{refl} , nous allons également faire les mêmes simplifications que dans la partie sur le microscope confocal, à savoir que le faisceau laser éclairant la cible est supposé uniforme de surface $S_R(z) = \pi\omega^2(z)$ dans le plan z et que l'objet est d'albédo ρ et de surface $S \ll S_R(0)$. Nous avons :

$$U_{refl}(X_C = 0, Y_C = 0, Z_C = L, x, y, z = 0) = \sqrt{\frac{\rho P_{cible} S}{S_R(L) \pi L^2}} = \sqrt{\frac{\rho S S_R(0)}{S_R(L) \pi L^2}} |U_{cible}| \tag{1-16}$$

Finalement l'Eq. (1-14) devient plus précisément :

$$\begin{aligned}
& |r_{eff}(Z_C = L)|^2 \\
& = \left(\frac{\iint_{x,y} |U_{cible}(x,y,z=0)| |U_{reff}(X_C = 0, Y_C = 0, Z_C = L, x,y,z=0)| dx dy}{\iint_{x,y} |U_{cible}|^2 dx dy} \right)^2 \quad (1-17) \\
& = \frac{\rho S S_R(0)}{S_R(L) \pi L^2} \left(\frac{\iint_{x,y} |U_{cible}|^2 dx dy}{\iint_{x,y} |U_{cible}|^2 dx dy} \right)^2 = \frac{\rho S S_R(0)}{S_R(L) \pi L^2}
\end{aligned}$$

Finalement, on retrouve une expression similaire à celle de l'Eq. (1-3) où l'on avait calculé le filtrage spatial du trou confocal, mais avec un trou confocal de surface $S_T(0) = S_R(0)$. Nous avons donc démontré que l'effet de couplage entre l'onde de référence et le champ électrique rétro-réfléchi filtre spatialement les photons exactement comme l'aurait fait un trou confocal de surface $S_R(0)$ (d'après la partie précédente, cette surface est d'ailleurs optimale du point de vue signal utile et taux de réjection). Ce résultat était prévisible car U_{cible} étant restreint sur une surface $S_R(0)$, l'intégrale de l'Eq. (1-14) se fait uniquement sur cette surface. Autrement dit, seul le champ électrique retraversant cette surface est pris en compte. Finalement, tous les résultats sur la réjection des microscopes confocaux comme l'Eq. (1-5) restent valables dans le cas de la microscopie monochromatique hétérodyne.

c) La tomographie par cohérence optique

Nous allons maintenant nous placer dans le cas, non plus d'un éclairage monochromatique, mais dans le cas d'un éclairage large spectre comme un laser impulsif ou une LED [Figure 1-12]. Avec une telle source de lumière, il est possible d'obtenir, en plus d'une sélection spatiale des photons balistiques par la cohérence spatiale du laser (voir partie précédente), une sélection temporelle et ce, grâce à la cohérence temporelle de la source lumineuse. Cette sélectivité temporelle provient du fait que lorsque l'on recombine la référence et le signal rétro-réfléchi par la cible, un battement d'interférence P_{bau} [Eq. (1-10)] n'apparaît que dans une condition bien précise. Il faut en effet que la différence de marche δ entre les deux bras de l'interféromètre soit inférieure à $\delta_C \approx c/\Delta\nu$ (c est la vitesse de la lumière et $\Delta\nu$ la largeur spectrale de la source lumineuse) la longueur de cohérence du laser. Cette technique développée dans les années 1980 a d'abord été introduite sous le nom d'OCR

(Optical Coherence-domain Reflectometry) [9] puis ensuite plus largement d'OCT (Optical Coherence Tomography) [10,46].

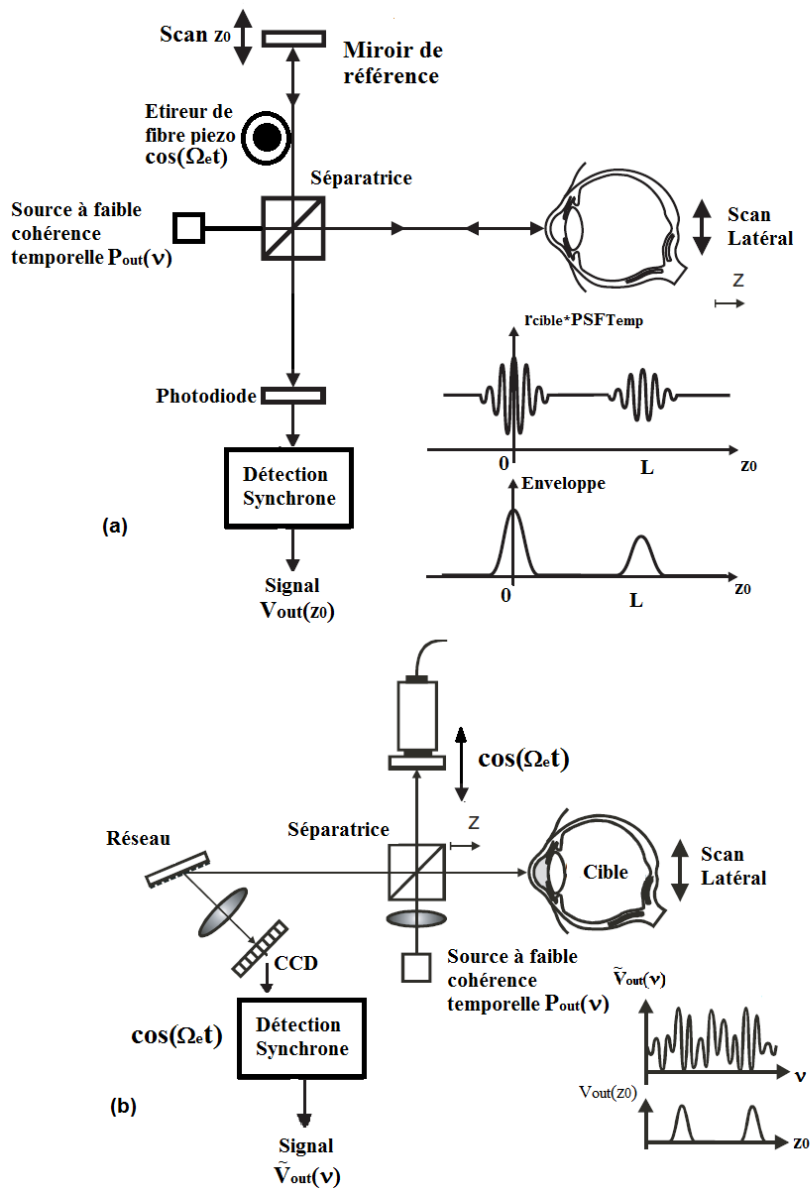


Figure 1-12: Les deux principales configurations d'OCT (ici le microscope est fibré ce qui est presque toujours le cas sur les tomographes commerciaux). (a) TD-OCT (Time Domain OCT), les deux courbes correspondent au signal brut enregistré quand on balaye le miroir (courbe du haut) et quand on prend son enveloppe (courbe du bas) (b) FD-OCT (Frequency Domain OCT) les deux courbes correspondent au signal brut enregistré quand on balaye le monochromateur (courbe du haut) et quand on prend sa transformée de Fourier (courbe du bas). Dans tous les cas $P_{out}(v)$ désigne le spectre en intensité de la source, $r_{cible}(z_0)$ la réflectivité effective en amplitude de la cible en fonction de z_0 et Ω_e la pulsation à laquelle se fait la détection synchrone. On observe les deux interfaces principales de l'œil (la cornée et la rétine séparées d'une distance L sur ces deux schémas). Figure tirée de [47].

C'est maintenant une technique très courante, disponible commercialement, avec de nombreuses applications cliniques [47] dont les plus courantes sont l'ophtalmologie et la tomographie de la peau pour le dépistage de mélanomes.

Afin de quantifier la sélectivité temporelle de l'OCT, nous allons calculer la réponse de l'appareil à un profil de réflectivité en amplitude $r_{cible}(z)$. Afin d'optimiser le rapport signal sur bruit, nous nous plaçons dans le cas d'une détection synchrone à une pulsation Ω_e du signal de battement (signal utile). Pour moduler ce battement, le plus simple est de moduler le chemin optique de la référence (par exemple avec un étireur de fibre optique comme sur la Figure 1-12(a) ou en faisant vibrer le miroir de référence à la pulsation Ω_e comme sur la Figure 1-12(b). Après la détection et la démodulation du signal de battement, l'amplitude du signal $P_{batt,0}$ de battement est récupérée, celle-ci vaut :

$$P_{batt,0}(v, z_0) \propto P_{out}(v) \int_z r_{cible}(z) \cos\left(2\pi v \frac{2(z-z_0)}{c}\right) dz \quad (1-18)$$

Dans cette expression, $P_{out}(v)$ désigne le spectre de la source et z_0 , la position du plan au niveau de la cible n'ayant pas de différence de marche avec le miroir de référence. Le facteur 2 devant $z - z_0$ provient de l'aller-retour de la lumière. Le but est de remonter à la fonction $r_{cible}(z)$ qui caractérise notre cible, pour cela deux techniques existent : le TD OCT (Time Domain OCT) et FD OCT (Frequency Domain OCT) [47]. Nous évoquons maintenant ces deux variantes :

- Le TD OCT :

Ce dispositif est montré sur la Figure 1-12(a), dans le TD OCT, en sortie de l'interféromètre nous avons un mono-détecteur qui intègre l'ensemble des longueurs d'ondes. La coupe en z est alors basée sur un déplacement du miroir de référence. Le signal enregistré V_{out} à la sortie de la détection synchrone est alors donné par :

$$\begin{aligned} V_{out}(z_0) &\propto \int_v P_{batt,0}(v, z_0) dv = \iint_{z,v} P_{out}(v) r_{cible}(z) \cos\left(2\pi v \frac{2(z-z_0)}{c}\right) dz dv \\ &= \int_z r_{cible}(z) \int_v P_{out}(v) \cos\left(2\pi v \frac{2(z-z_0)}{c}\right) dv dz \propto \int_z r_{cible}(z) \text{Re}\left[\tilde{P}_{out}\left(\frac{2(z-z_0)}{c}\right)\right] dz \\ &= [r_{cible} * PSF_{Temp}](z_0) \end{aligned} \quad (1-19)$$

Dans cette expression $\tilde{P}_{out}(t)$ désigne la transformée de Fourier du spectre de la source et Re désigne la partie réelle. L'expression de $P_{bat}(\nu, z_0)$ provient directement de l'Eq. (1-18). Finalement en balayant la position du miroir de référence, on retrouve le profil de réflectivité en amplitude de la cible convolué par la fonction d'appareil $PSF_{Temp}(z_0) \propto \text{Re} \tilde{P}_{out}\left(\frac{2z_0}{c}\right)$. Si l'on prend le cas d'un spectre gaussien de largeur $\Delta\nu$:

$$P_{out}(\nu) = \exp\left(-\frac{(\nu - \nu_0)^2}{2\Delta\nu^2}\right) \quad (1-20)$$

La fonction d'appareil est donnée par :

$$PSF_{Temp}(z_0) \propto \text{Re} \tilde{P}_{out}\left(\frac{2z_0}{c}\right) \propto \cos\left(4\pi\nu_0 \frac{z_0}{c}\right) \exp\left(-\frac{z_0^2}{2\Delta z^2}\right) \quad (1-21)$$

$$\Delta z = \frac{c}{4\pi\Delta\nu} \propto \delta_c$$

Lorsque l'on balaye une interface, on retrouve donc une modulation sinusoïdale (correspondant au premier terme de la PSF en cosinus) modulée en amplitude par une fonction de largeur Δz . Ce type de réponse est visible sur les deux courbes de la Figure 1-12(a) où l'on voit le signal brut puis son enveloppe. On retrouve donc une résolution spatiale en z associée à cette sélectivité par la cohérence temporelle qui est inversement proportionnelle à la largeur du spectre de la lumière utilisée. Cette sélectivité correspond aussi à la longueur de cohérence de la source δ_c . Sur les Figure 1-13(a) et Figure 1-13(b) nous pouvons voir une nette augmentation de la résolution en z due à une diminution de la longueur de cohérence temporelle de la source.

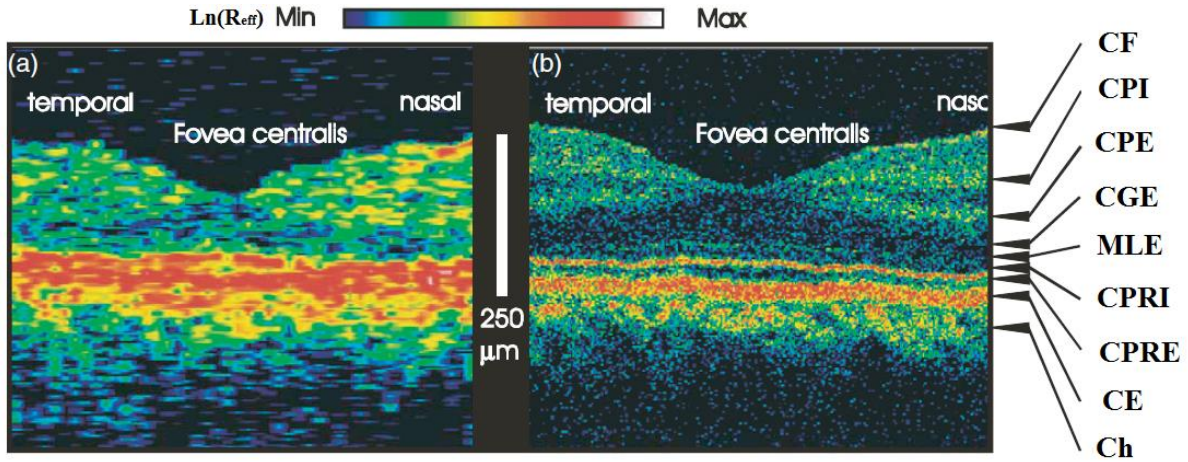


Figure 1-13: Exemple d'image de la rétine (au niveau de la fovea) obtenue par OCT; en fausse couleur sont représentés les logarithmes des réflectivités r_{eff} . (a) image faite avec une diode comme source avec une largeur spectrale $\Delta\lambda = 30 \text{ nm}$ ($\delta_C = 20 \text{ }\mu\text{m}$) autour d'une longueur d'onde centrale $\lambda = 843 \text{ nm}$. (b) image faite avec un laser impulsif Ti : Al_2O_3 comme source avec une largeur spectrale $\Delta\lambda = 260 \text{ nm}$ ($\delta_C = 2,5 \text{ }\mu\text{m}$) autour d'une longueur d'onde centrale $\lambda = 800 \text{ nm}$. Pour les deux images, on est dans la fenêtre thérapeutique. On peut distinguer les différentes couches de l'œil. CF est la couche fibreuse, CPI et CPE les couches plexiformes interne et externe, CGE la couche des grains externe, MLE la membrane limite externe, CPRI et CPRE les couches de photorécepteurs interne et externe, CE la couche épithéliale et Ch la choroïde. Figure tirée de [47].

- Le FD OCT :

Dans le cas du FD OCT, le miroir de référence est fixe (prenons $z_0 = 0$ sa position) ; les informations sur le milieu sont obtenues par l'utilisation d'un monochromateur en sortie qui permet d'obtenir après démodulation l'amplitude du terme d'interférences $\tilde{V}_{out}(\nu) \propto P_{bat,0}(\nu)$ en fonction de la fréquence. On récupère donc le signal suivant qui provient de l'Eq. (1-18) mais avec $z_0 = 0$ et une exponentielle à la place du cosinus (grâce à la détection synchrone, on a une information en sinus et cosinus) :

$$\tilde{V}_{out}(\nu) \propto P_{out}(\nu) \int r_{cible}(z) \exp\left(j2\pi\nu \frac{2z}{c}\right) dz = P_{out}(\nu) \tilde{r}_{cible}\left(\frac{2\nu}{c}\right) \quad (1-22)$$

Finalement en prenant la transformée de Fourier de cette expression et en procédant au changement de variable $z = ct/2$ nous obtenons :

$$V_{out}(z_0) \propto \left[r_{cible} * \tilde{P}_{out} \right](z_0) \quad (1-23)$$

On retrouve donc finalement la même information qu'avec le TD OCT [Eq. (1-19)] à savoir que l'on a une information sur le profil de réflectivité en amplitude $r_{cible}(z)$ avec une résolution spatiale $\Delta z \approx \delta_c$ [Eq. (1-20)] pour le cas d'un spectre Gaussien). L'avantage du FD OCT [48] est, d'une part, l'absence de vibrations (pas de mouvements mécaniques pendant l'acquisition) et d'autre part la vitesse d'acquisition. En effet, en utilisant un spectromètre en sortie (et non pas un monochromateur) comme sur la Figure 1-12(b) il est possible d'acquérir la fonction $P_{batt}(\nu)$ en un seul temps d'intégration (à condition d'être capable de démoduler simultanément tous les pixels de la caméra). La Figure 1-12(b) montre un exemple de dispositif de FD-OCT où l'on est capable de résoudre les deux interfaces de l'œil (cornée et rétine).

Comme pour les deux microscopes précédents (confocaux et hétérodyne monochromatique), il s'agit d'un microscope point par point et une image ne peut être obtenue que par un scan de la source selon les directions X-Y (par exemple avec des miroirs galvanométriques). Afin d'augmenter la vitesse d'acquisition d'une image en 3D et de pouvoir tendre vers de l'imagerie dynamique, un dispositif d'OCT plein champ a été proposé en 2004 par A. Dubois *et al.* [49]. Ce dispositif de type TD OCT est basé sur un interféromètre de Linnik et permet une acquisition sur tout le champ X-Y [Figure 1-14].

Ce type de dispositif a cependant comme principal défaut un balayage de l'échantillon en z motorisé (type TD-OCT), générant des vibrations et étant plutôt lent. L'autre principale difficulté est que l'on a une détection synchrone avec une porteuse à basse fréquence (50 Hz [Figure 1-14]) ce qui dégrade les performances en terme de rapport signal sur bruit. On s'extrait, en effet, plus difficilement des bruits à basse fréquence électrique et du détecteur (voir annexe A). Avec une CCD, la fréquence maximale de la porteuse est limitée par la cadence d'acquisition (<1 kHz). Pour finir, l'éclairage plein champ dégrade la sélectivité spatiale. En effet, dans le cas précédent d'un microscope OCT point par point la sélectivité totale était due à une combinaison entre la sélectivité en éclairage et en réception. Ici, l'éclairage se faisant plein champ, seule une sélectivité en réception persiste et l'Eq. (1-5) devient alors :

$$\frac{P_{coll}(0)}{P_{coll}(L)} = \frac{S_R(L)}{S_R(0)} \propto L^2 \quad (1-24)$$

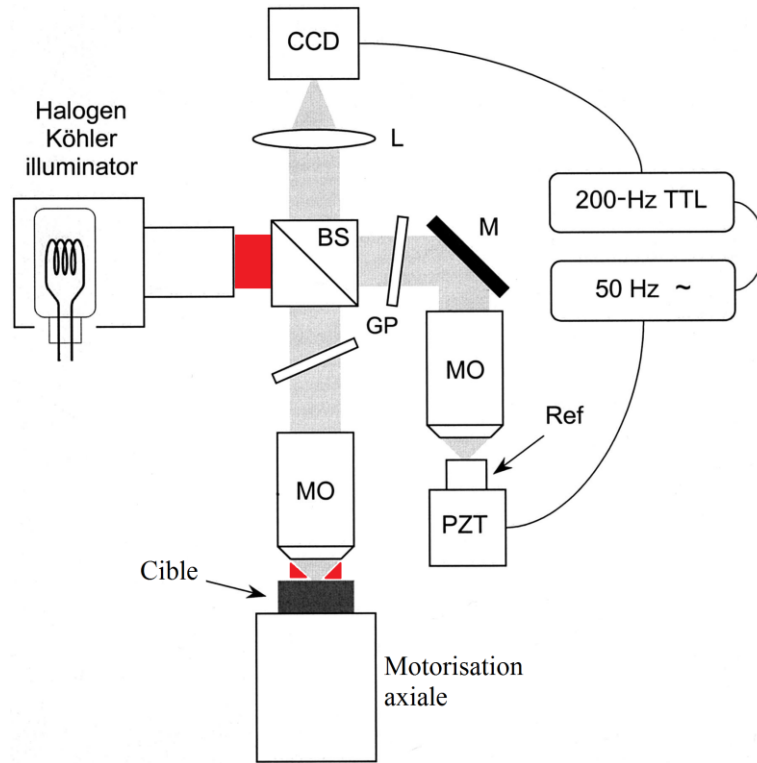


Figure 1-14: Microscope OCT (type TD OCT) plein champ : la cible est conjuguée avec la CCD et le miroir de référence. L'utilisation des deux compensatrices GP (Glass Plates) est nécessaire pour compenser les aberrations chromatiques. Un déplacement sinusoïdal de la référence à 50 Hz est fait et permet une détection synchrone sur chaque pixel de la CCD. L'information en z est obtenue par déplacement de la cible le long d'un axe motorisé. Figure tirée de [49].

d) Sensibilité, vitesse

On revient maintenant dans le cas du microscope cohérent hétérodyne monochromatique [Figure 1-10]. De la même façon que pour le microscope confocal, il est important de déterminer le rapport signal sur bruit en fonction de divers paramètres afin que ces deux dispositifs puissent être comparés. On se place dans le cas où la réflectivité de la cible est faible ($r_{eff} \ll 1$), l'Eq. (1-10) devient alors :

$$\begin{aligned}
 P_{tot} &\approx P_1 + P_{batt} \approx P_{out} R_{bs} (1 - R_{bs}) + 2|r_{eff}| P_{out} R_{bs} (1 - R_{bs}) \cos(\Omega_e t + \varphi_{batt}) \\
 P_{batt} &= P_{batt,0} \cos(\Omega_e t + \varphi_{batt})
 \end{aligned}
 \tag{1-25}$$

Dans cette expression, P_1 est le flux lumineux arrivant sur le détecteur qui est passé par le bras de référence. Et l'amplitude V_0 (la tension) du battement synchrone à la pulsation Ω_e (le

signal utile) que l'on peut lire sur la résistance de charge $R = 50\Omega$ de la photodiode [Figure 1-8] est donc donnée par :

$$V_0 = Ri_0 = 2eRP_1|r_{eff}| = 2eRP_{out}R_{bs}(1 - R_{bs})|r_{eff}| \quad (1-26)$$

Au niveau des bruits, comme pour la microscopie confocale, on a le bruit thermique de la résistance $\sigma_{V_{Bruit,Th}}$ et le bruit de quantification dû à la dynamique limitée de la détection synchrone $\sigma_{V_{Bruit,Qu}}$. Par contre, ce qui change est que la photodiode voit en plus un signal de fond constant P_1 dû à la référence. Ce signal de fond est éliminé en sortie de la chaîne de détection par la détection synchrone; cependant il génère un bruit de photon équivalent sur la tension en entrée de la chaîne d'amplification $\sigma_{V_{Bruit,Phot}}$:

$$\sigma_{V_{Bruit,Phot}} = R\sqrt{2ei_1\Delta f} = R\sqrt{\frac{2ei_1}{T_{int}}} = R\sqrt{\frac{2e^2P_1}{T_{int}}} \quad (1-27)$$

Dans cette équation, e est la charge de l'électron, i_1 le courant correspondant au signal de fond (issu de P_1 exprimé en photons par secondes), R la résistance de charge de la photodiode, Δf la bande passante de détection et T_{int} le temps d'intégration. Ce bruit, proportionnel à la racine de P_1 ne peut plus être ignoré et va même être prépondérant à partir d'un seuil $P_{1,seuil}$, ce seuil limite étant donné par : $\sigma_{V_{Bruit,Phot}}(P_1) = \sigma_{V_{Bruit,Th}}$. Des Eqs. (1-8) et (1-26) on en déduit les seuils $P_{1,seuil}$ et $P_{out,seuil}$:

$$\begin{aligned} R\sqrt{\frac{2e^2P_{1,seuil}}{T_{int}}} &= \sqrt{\frac{4kTR}{T_{int}}} \\ \Rightarrow P_{1,seuil} &= \frac{2kT}{e^2R} \\ \Rightarrow P_{out,seuil} &= \frac{P_{1,seuil}}{R_{bs}(1 - R_{bs})} = \frac{2kT}{e^2RR_{bs}(1 - R_{bs})} \end{aligned} \quad (1-28)$$

Cette puissance limite $P_{1,seuil}$ vaut $6,47.10^{15}$ photons / s = 1,3 mW dans le cas d'une chaîne de réception identique à celle du microscope confocal que l'on a présenté précédemment. Nous nous plaçons maintenant dans le cas d'un détecteur limité par le bruit de photons (donc on

prends $P_1 > P_{1,seuil}$). Dans ce cas et d'après les Eqs. (1-25) et (1-26), le rapport signal sur bruit est donné par :

$$RSB_{CohHet} = \frac{V_0 / \sqrt{2}}{\sigma_{V_{Bruit,Ph}}} = \frac{\sqrt{2eRP_1|r_{eff}|}}{R\sqrt{\frac{2e^2P_1}{T_{int}}}} = \sqrt{r_{eff}^2 P_1 T_{int}} \quad (1-29)$$

On remarque que ce rapport signal sur bruit est égal à 1 pour $r_{eff}^2 P_1 T_{int} = 1$ où $r_{eff}^2 P_1 T_{int} = P_2 T_{int}$ représente le nombre de photons réfléchis par la cible et effectivement détectés par la photodiode pendant le temps d'intégration. On en déduit que l'on est sensible à un seul photon renvoyé sur le détecteur par la cible (à comparer avec le Tableau 1-2 donnant le nombre de photons minimum détectés durant le temps d'intégration pour le microscope confocal). Cette performance ultime au photon unique est due à un effet d'amplification du signal provenant de la cible par le bras de référence de l'interféromètre [37].

Etant limité à un photon reçu pendant le temps d'intégration aux fortes puissances, il est important de bien choisir la réflectivité de la séparatrice R_{bs} , afin de maximiser la puissance P_2 du signal réfléchi par la cible et reçue par le détecteur pour une puissance initiale P_{out} donnée. P_2 et P_{out} étant reliés par la relation $P_2 = P_0 R_{bs} (1 - R_{bs}) r_{eff}$, [Eq. (1-10)] il faut donc maximiser $R_{bs} (1 - R_{bs})$. Or, pour des raisons de symétrie évidentes, cette expression est maximale pour $R_{bs} = 0,5$ il faut donc une lame 50-50 pour optimiser le montage. Dans ces conditions, l'Eq. (1-27) nous donne la puissance limite initiale du laser à partir de laquelle on est limité par le bruit de photons $P_{out,seuil} = 5 mW = 2,6 \cdot 10^{16} phot / s$. Cela correspond à une puissance reçue par l'échantillon égale à $(1 - R_{bs}) P_{out,seuil} = 2,5 mW = 1,3 \cdot 10^{16} phot / s$. Cette puissance est supérieure à la norme donnant une puissance maximale admissible (voir annexe C) au niveau de la cornée entre 50 et 160 μW @1064 nm pour une durée d'examen entre 10 et 1000 secondes. Il est donc important de pouvoir atteindre la limite du bruit de photons pour une puissance incidente en dessous de 2,5 mW, c'est la raison pour laquelle on va introduire la technique du LOFI.

4) L'imagerie laser cohérente autodyne

a) Le dispositif LOFI

Habituellement, lorsque l'on utilise un laser, la réinjection de photons dans la cavité laser est souvent considérée comme une source de problèmes [50] qui va générer du bruit, des instabilités ou même l'endommagement de celui-ci. Plutôt que d'utiliser un isolateur optique pour réduire ce phénomène, l'imagerie par réinjection optique consiste en l'exploitation de ces instabilités afin de réaliser des images. Chaque photon réinjecté va perturber fortement le mode du laser et en mesurant ces perturbations via une séparatrice qui image le mode laser sur un détecteur, il est possible de remonter non seulement à l'amplitude mais également à la phase du champ électrique réinjecté [Figure 1-15(b)]. En effet, ce dispositif peut être vu comme un interféromètre où l'onde issue de la cible est mélangée à la référence, non plus au niveau du détecteur [Figure 1-15(a)], mais directement au niveau de la cavité laser [Figure 1-15(b)]. Il est également possible de voir cela comme un laser à deux cavités couplées (le troisième miroir étant la cible qui possède une réflectivité effective r_{eff}) où la position et la réflectivité de l'objet modifient le mode stationnaire du laser. L'avantage d'un tel dispositif par rapport aux interféromètres classiques est sa simplicité de mise en œuvre (dispositif auto-aligné car le laser sert à la fois d'émetteur et de récepteur de photons). Le premier dispositif basé sur un tel principe a été baptisé Laser Feedback Interferometry (LFI) et a été proposé dès 1968 [51,52]. Avec cette technique, il a été démontré expérimentalement la possibilité d'obtenir des images en amplitude et en phase d'une cible [53]. En plus de l'imagerie, le LFI a trouvé de nombreuses applications dans de nombreux autres domaines, tels que la vélocimétrie [54], la stabilisation en fréquence des lasers [55] ou la métrologie [56] (toutes les applications habituelles des interféromètres).

Le LFI est cependant limité, comme les interféromètres standards, par sa faible sensibilité fixée par le bruit de la chaîne de détection, lorsque la puissance du laser est faible. Afin de s'affranchir complètement de ce bruit, une solution est d'utiliser la dynamique du laser qui est plus sensible que les simples variations statiques du mode stationnaire du laser.

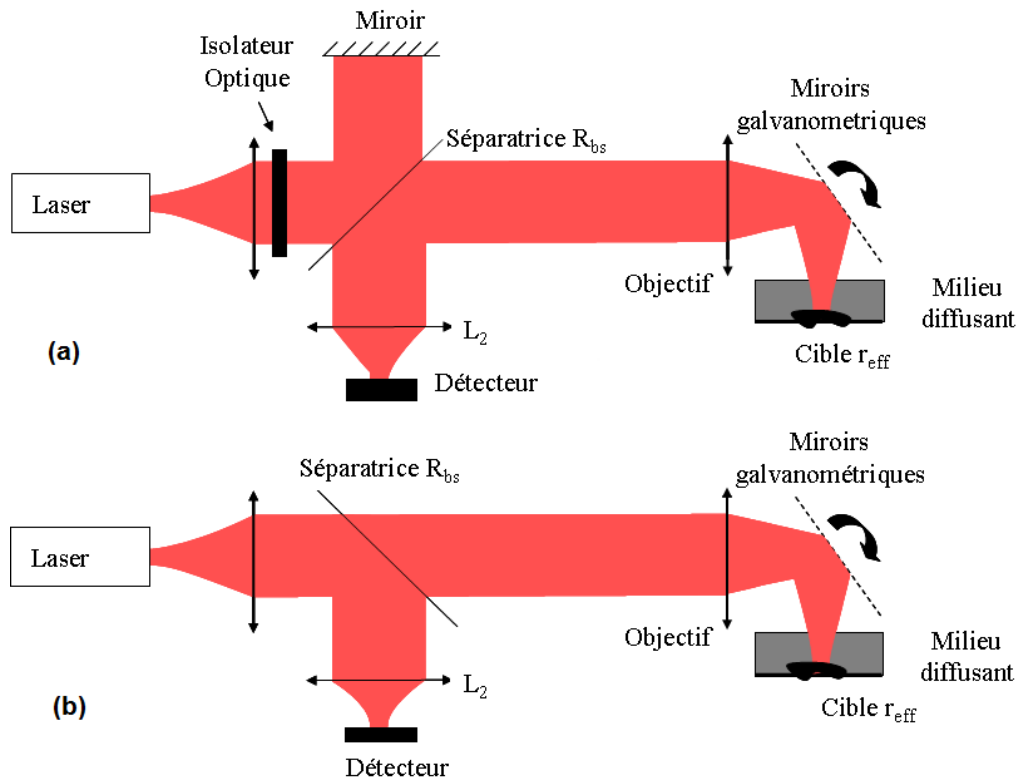


Figure 1-15: Comparatif entre un (a) un interféromètre standard et (b) un interféromètre autodyne (LFI) où le bras de référence est replié sur lui-même. R_{bs} désigne la réflectivité de la séparatrice, r_{eff} la réflectivité effective (réflectivité propre + couplage) de la cible.

Plus précisément en choisissant un laser de classe B (laser présentant des oscillations de relaxation au démarrage) de nature très sensible et donc très sensible à la réinjection, il est possible d'utiliser la dynamique du laser comme un amplificateur de signal (comme les photomultiplicateurs) en réinjectant les photons avec un décalage de fréquence $F_e = \Omega_e / 2\pi$ proche de la fréquence de relaxation des oscillations du laser F_R [Figure 1-16]. De plus, ce décalage permet de faire de la détection hétérodyne qui possède, nous l'avons vu [Annexe A], de nombreux avantages.

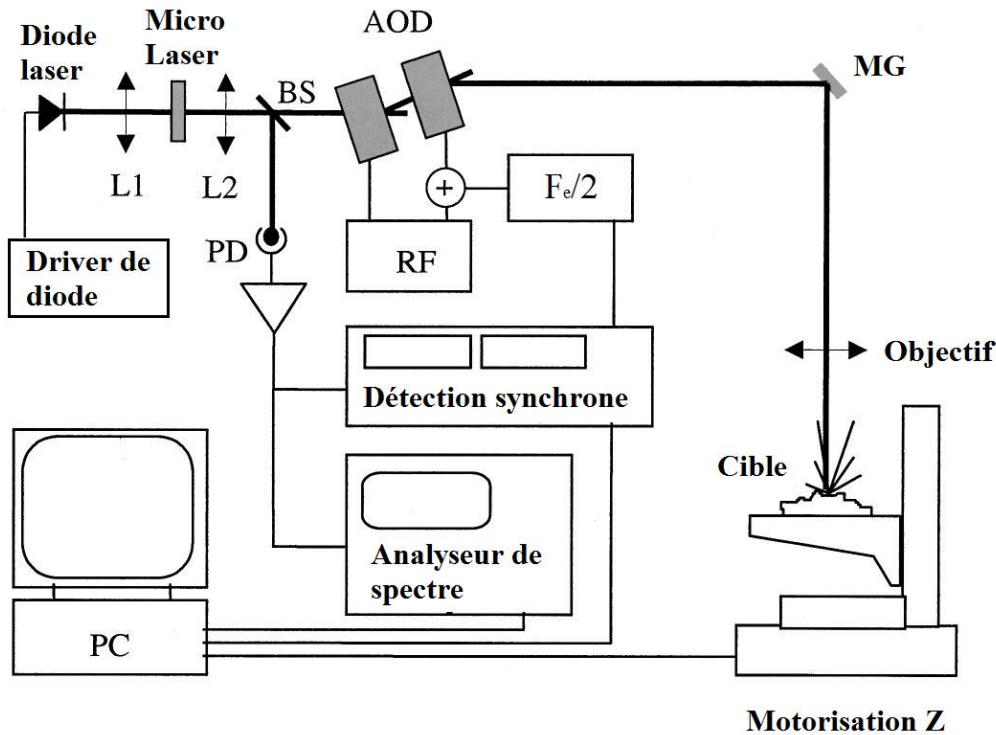


Figure 1-16: Schéma de principe du dispositif LOFI utilisé dans cette thèse : il comprend une source laser (microlaser Nd :YAG³⁺ émettant à $\lambda = 1064 \text{ nm}$ alimenté par une diode laser de pompe à 810 nm), une lentille de collimation, un système de décalage de fréquence $F_e/2$ généré par deux modulateurs acousto-optiques (AOD), deux miroirs galvanométriques MG pour scanner la cible à imager. Une partie du faisceau est prélevée par une séparatrice BS et la détection est faite par une photodiode Thorlabs (référence [det36A](#)) qui « image » la battement à la fréquence F_e entre le champ stationnaire du laser et le champ électrique réinjecté dans la cavité laser. L'amplitude et la phase de ce champ réinjecté sont obtenues à l'aide d'une détection synchrone Stanford Research Systems (référence [SR488](#)). Le stockage des données ainsi que le pilotage des miroirs se fait par Labview via une carte d'acquisition 12 bit de marque National Instruments (référence [6211](#)). Figure tirée de [36].

Ce type de dispositif a été étudié par Otsuka dès 1992 [57]. Dans un premier temps, le décalage en fréquence près de la résonance était simplement réalisé par effet Doppler créé par la mise en mouvement de la cible. Ce dispositif a été utilisé avec succès d'abord sur des expériences de vélocimétrie Doppler [58]. Afin de faire de l'imagerie, il était important que la cible soit mise en mouvement; Lacot *et al.* ont proposé d'utiliser un dispositif appelé le LOFI (Laser Optical Feedback Imaging) [35,36]. Dans ce dispositif, le décalage en fréquence est réalisé par l'utilisation de deux modulateurs acousto-optique [Figure 1-17]. Le premier est piloté par un générateur Radio Fréquence (RF) à la fréquence $f_{RF} = 81,5 \text{ MHz}$ et diffracte le faisceau dans l'ordre +1 et il est envoyé sur le second AOD qui, lui, est piloté à la fréquence $f_{RF} + F_e/2$ où F_e est une fréquence de quelques MHz.

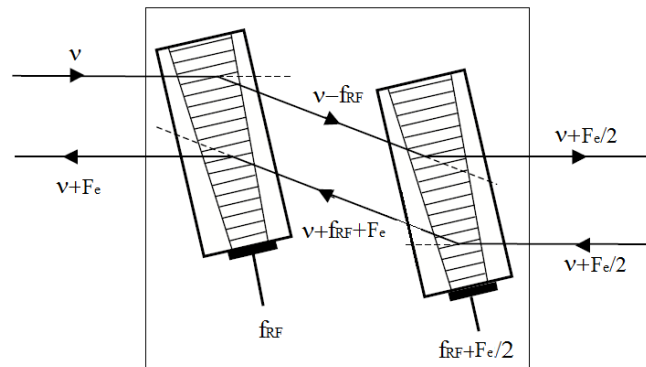


Figure 1-17: Décalage en fréquence constitué de deux modulateurs acousto-optiques (AOD). ν est la fréquence du laser avant décalage. Sur un aller-retour, la lumière est décalée d'une fréquence F_e . Les pointillés représentent les ordres 0 de diffraction qui sont arrêtés par des surfaces absorbantes. Figure tirée de [59].

Après être passé dans les deux modulateurs à l'aller et au retour, le faisceau subit un décalage en fréquence de F_e (choisie près de la résonance du laser). La détection synchrone permet de détecter la modulation de l'intensité du faisceau laser à la fréquence F_e et d'extraire l'amplitude $P_{bau,0}$ et la phase φ_{bau} de cette modulation. On fait l'acquisition de ces signaux, en sortie de la détection synchrone, au moyen d'une carte d'acquisition connectée à un PC et on affiche l'une ou l'autre des grandeurs, selon l'information que l'on souhaite visualiser de la cible [Figure 1-18]. Comme nous le verrons plus loin, une image d'amplitude [35] informe sur le contraste de réflectivité de la cible [Figure 1-18(a)] et une image de phase informe sur le profil de la surface de la cible ou éventuellement sur ses modes de vibrations si elle est en mouvement [60].

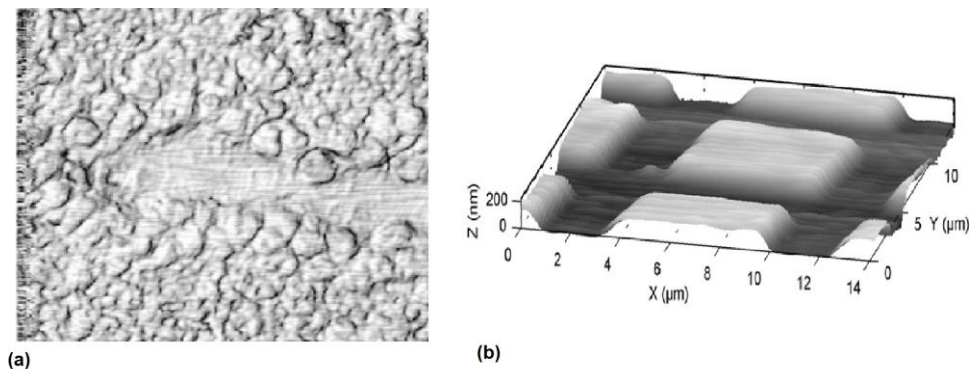


Figure 1-18 Images réalisées à partir d'un imageur LOFI (a) en amplitude et (b) en phase. Sur a) on peut observer un endothelium de ventricule à travers 10 mm de cerveau de souris [35]. Sur (b) (Figure tirée de [60]) on peut observer via une image de phase la surface de silice micro-structurée (256*256 pixels).

Pour réaliser des images, on fait une acquisition point par point de la cible avec des miroirs galvanométriques. Il est donc nécessaire de balayer le faisceau laser sur la surface de la cible pour l'imager complètement.

b) Le signal LOFI

Nous allons déterminer ici plus quantitativement quel est signal détecté sur la photodiode. Pour cela, nous posons les notations utilisées sur la [Figure 1-19] et nous notons le champ électrique dans la cavité laser $U(t) = U_c(t) \exp(j\Phi_c(t)) \exp(j\omega_c t)$ ($U_c(t)$ et $\Phi_c(t)$ sont respectivement l'amplitude et la phase lentement variable et ω_c la pulsation du laser). Si l'on se restreint au cas des faibles réinjections et si l'on suppose que le décalage en fréquence se fait près du laser $\ell \ll d$ et qu'il se fait sur une faible épaisseur devant la distance laser-cible $e \ll d$, les équations suivantes peuvent être utilisées pour décrire notre laser [35,36] :

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dt} &= \gamma_1(N_0 - N(t)) - BN|U_c(t)|^2 \\ \frac{dU_c}{dt} &= \frac{1}{2}(BN(t) - \gamma_c)U_c(t) + \gamma_{ext} \cos\left(\Omega_e t - \left(\omega + \frac{\Omega}{2}\right)\tau - \Phi_c(t) + \Phi_c(t - \tau)\right)U_c(t - \tau) \quad (1-30) \\ \frac{d\Phi_c}{dt} &= \omega_c - \omega + \gamma_{ext} \sin\left(\Omega_e t - \left(\omega + \frac{\Omega}{2}\right)\tau - \Phi_c(t) + \Phi_c(t - \tau)\right)\frac{U_c(t - \tau)}{U_c(t)} \end{aligned}$$

Dans ces équations, $N(t)$ désigne l'inversion de population du laser, N_0 l'inversion de population stationnaire (caractérisant le pompage). γ_1 , et γ_c sont respectivement les taux d'amortissement de la cavité laser et de l'inversion de population [Annexe D]. B est le coefficient d'émission stimulée (ou d'absorption) de la transition laser, τ est le délai de réinjection aller-retour : $\tau = 2d/c$ (c est la vitesse de la lumière) et $\gamma_{ext} = \gamma_c r_{eff}(1 - R_{bs})$ est le taux de réinjection dans la cavité laser. Le terme de réinjection est le deuxième terme de la deuxième équation [Eq. (1-30)], celui-ci est proportionnel à γ_{ext} .

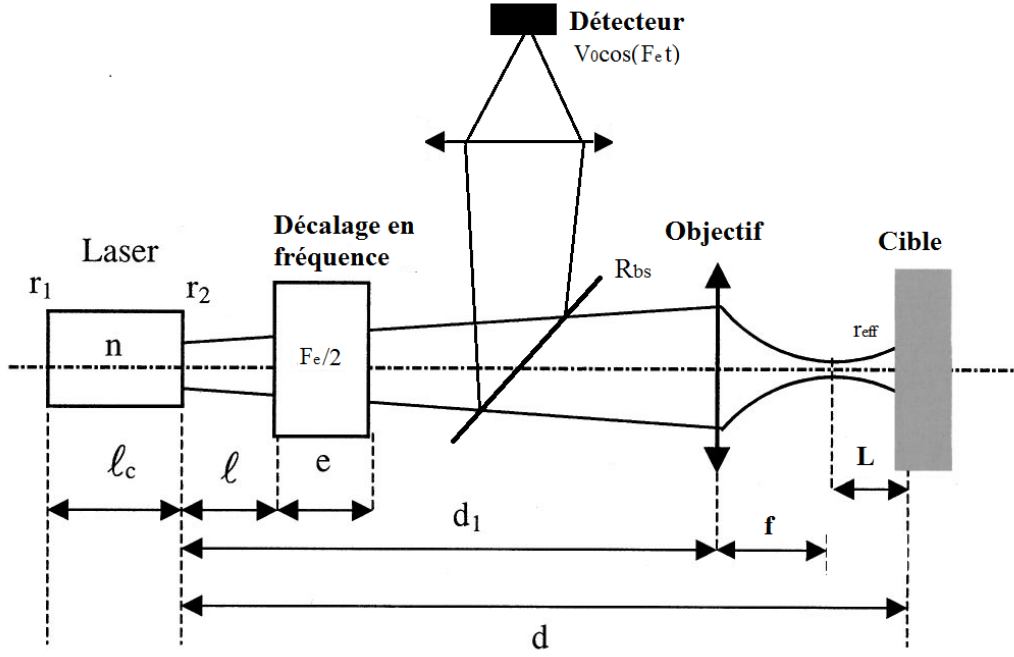


Figure 1-19: Dispositif complet du LOFI. r_1 et r_2 désignent les réflectivités des deux miroirs de la cavité du micro-laser. r_{eff} est la réflectivité effective de la cible qui comprend la réflectivité (albédo pour une cible diffusante) propre de l'objet p ainsi que le couplage entre le champ électrique rétro-réfléchi et la référence (le mode laser). R_{bs} est la réflectivité de la séparatrice.

Dans le cadre de notre système, nous avons le temps d'aller-retour dans la cavité τ (~ 10 ns pour $d \sim 1$ m) qui est très petit devant la période du décalage en fréquence ($\sim 1 \mu\text{s}$) $\tau \ll 1/F_e$, cela implique $U_c(t-\tau) \approx U_c(t)$ et $\Phi_c(t-\tau) \approx \Phi_c(t)$, l'Eq. (1-30) se simplifie alors en :

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dt} &= \gamma_1(N_0 - N) - BN|U_c|^2 \\ \frac{dU_c}{dt} &= \frac{1}{2}[(BN - \gamma_c)U_c(t) + 2\gamma_{\text{ext}} \cos(\Omega_e t - \omega_c \tau)U_c] \end{aligned} \quad (1-31)$$

Il est possible de déterminer facilement l'état stationnaire du laser en résolvant le système d'équation [Eq. (1-31)]. Si l'on suppose en plus une réinjection nulle ($\gamma_{\text{ext}} = 0$) nous avons une inversion de population N_s , un champ électrique U_{CS} et une énergie dans la cavité I_s stationnaire donnés par :

$$N_s = \frac{\gamma_c}{B}, I_s = |U_{CS}|^2 = I_{sat}(\eta - 1) \quad (1-32)$$

$$I_{sat} = \frac{\gamma_1}{B}, \eta = \frac{BN_0}{\gamma_c}$$

Dans ces expressions, I_{sat} désigne l'intensité de saturation (énergie exprimée en photons) et η le paramètre de pompage. Comme nous considérons maintenant le cas d'une faible réinjection, on peut considérer de petites variations $\Delta N(t)$ et $\Delta U_c(t)$ autour de leur valeur stationnaire ($U_c(t) = U_{CS} + \Delta U_c(t)$ et $N(t) = N_s + \Delta N(t)$). En linéarisant le système [Eq. (1-31)] autour de l'état stationnaire ($\Delta N \ll N_s$ et $\Delta U_c \ll U_{CS}$), nous pouvons transformer ces équations en [36] :

$$\frac{d\Delta N}{dt} = -\left(\gamma_1 + B|U_{CS}|^2\right)\Delta N(t) - 2BN_s U_{CS}\Delta U_c(t) \quad (1-33)$$

$$\frac{d\Delta U_c}{dt} = \frac{1}{2}BU_{CS}\Delta N(t) + \gamma_{ext} \cos(\Omega_e t - \omega_c \tau)U_{CS}$$

La résolution de ces équations en régime établi donne tout simplement [36] :

$$\frac{\Delta U_c(t)}{U_{CS}} = G(\Omega_e) r_{eff} (1 - R_{bs}) \cos(\Omega_e t - \omega_c \tau + \Phi_R(\Omega)) \quad (1-34)$$

$$\tan(\Phi_R(\Omega_e)) = \frac{\Omega_e \left[(\Omega_R^2 - \Omega_e^2)^2 - (\eta\gamma_1)^2 \right]}{\eta\gamma_1 \Omega_R^2}$$

Dans ces équations, $G(\Omega_e)$ représente le gain optique obtenu grâce à la dynamique du laser :

$$G(\Omega_e) = \gamma_c \sqrt{\frac{(\Delta\Omega_R)^2 + \Omega_e^2}{(\Omega_R^2 - \Omega_e^2)^2 + (\Delta\Omega_R \Omega_e)^2}} \quad (1-35)$$

$$\Delta\Omega_R = \eta\gamma_1$$

$$\Omega_R = \sqrt{\gamma_1 \gamma_c (\eta - 1)}$$

L'expression du gain optique $G(\Omega_e)$ [Eq. (1-35)] met en évidence un phénomène de résonance en intensité : le gain optique est d'autant plus important que le décalage en pulsation se rapproche d'une pulsation de résonance Ω_R qui est de fait la pulsation des oscillations de relaxation. De même on remarque que $\Delta\Omega_R$ est la largeur de cette résonance.

La pulsation centrale de la résonance ainsi que sa largeur augmentent avec le paramètre de pompage ce qui nous permet donc de « régler » le spectre de réponse du laser.

La puissance du faisceau P_{tot} reçue par la photodiode dépend simplement du champ électrique dans la cavité U_C : $P_{tot} = \gamma_C R_{bs} |U_C|^2$. Finalement des Eqs. (1-32) et (1-34) nous en tirons le flux total P_{tot} reçu par la photodiode [61]:

$$\begin{aligned}
 P_{tot} &= \langle P_{tot} \rangle + P_{batt} = \langle P_{tot} \rangle + P_{batt,0} \cos(\Omega_e t + \varphi_{batt}) \\
 \langle P_{tot} \rangle &= \gamma_C R_{bs} |U_{CS}|^2 = \gamma_C R_{bs} \frac{\gamma_1}{B} (\eta - 1) \\
 P_{batt,0} &= 2G(\Omega_e) r_{eff} (1 - R_{bs}) \langle P_{tot} \rangle \\
 \varphi_{batt} &= -\omega\tau + \Phi_R(\Omega_e)
 \end{aligned} \tag{1-36}$$

Dans ces expressions, $P_{batt,0}$ représente l'amplitude du battement, φ_{batt} sa phase et $\langle P_{tot} \rangle$ la puissance moyenne détectée. La démodulation à la pulsation Ω_e [Figure 1-19] nous donne donc, d'après la troisième équation du système [Eq. (1-36)], une amplitude $P_{batt,0}$ proportionnelle à r_{eff} et une phase φ_{batt} qui dépend de $\omega\tau$. Nous avons donc bien directement une information sur le champ électrique réinjecté (ce qui était prévisible car nous avons un interféromètre).

Lorsque l'on se place dans le cas d'un décalage de fréquence résonnant ($\Omega_e = \Omega_R$), on a alors une amplification maximale qui vaut d'après l'Eq. (1-35) $G(\Omega_R) = \frac{\gamma_C}{\gamma_1 \eta}$. Ce gain est

proportionnel au ratio γ_C / γ_1 qui, par définition, est supérieur à 1 dans le cas des lasers de classe B. Dans les microlasers que nous utilisons, ce gain maximum est de l'ordre de 10^6 [57], ce qui permet de détecter de très petits signaux comme le permettrait un photomultiplicateur. Bien entendu, l'Eq. (1-36) n'est valable (à cause de la linéarisation des équations) que dans le cas d'une faible réinjection. Dans le cas d'une réinjection faible, on observe un pic à la pulsation Ω_e dont l'amplitude varie linéairement avec r_{eff} [Figure 1-20(a)]. Sur cette figure, nous pouvons en plus de ce pic, voir le spectre de bruit du laser qui sera évoqué dans la partie suivante. Au contraire, à forte réinjection optique, des effets non-linéaires vont apparaître, limiter notre gain et dégrader notre signal par des mélanges entre les fréquences présentes [Figure 1-20(b)]. En pratique, on peut définir une réflectivité $r_{eff,max}$ de

la cible en amplitude maximale qui correspond à une modulation du mode stationnaire du laser de 100%, $P_{batt,0}(r_{eff,max}) = \langle P_{tot} \rangle$. D'après la troisième équation [Eq. (1-36)], nous avons donc :

$$|r_{eff,max}|^2 \sim \frac{1}{G(\Omega_e)^2} \quad (1-37)$$

Afin de détecter des réflectivités plus élevées, nous avons donc tout intérêt à nous éloigner un peu de la pulsation de résonance.

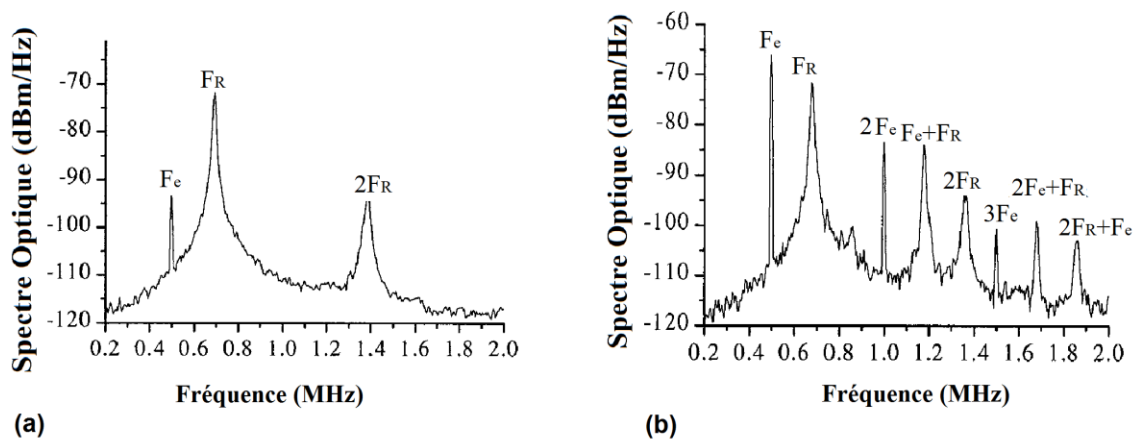


Figure 1-20: Spectre d'un micro-laser réinjecté avec un décalage aller-retour F_e . F_R est la fréquence de résonance du laser excitée par le bruit quantique. (a) Cas d'une faible réinjection : le signal LOFI est le pic de pulsation F_e . (b) Cas d'une forte réinjection : des mélanges entre les fréquences apparaissent à cause des non-linéarités. Figure tirée de [36].

Un aspect important des systèmes d'imagerie est la fonction d'étalement du point (réponse à un Dirac) qui permet notamment de connaître la résolution du dispositif. De ce côté-là rien ne change par rapport au microscope interférométrique hétérodyne de la partie précédente; c'est bien le couplage entre le champ électrique rétro-réfléchi par la cible et la référence qui fixent la PSF. Nous avons donc les Eqs. (1-11), (1-12) et (1-13) qui restent valables, la résolution est donc donnée par la surface du laser au niveau de la cible.

c) Réjection des photons multi-diffusés, sensibilité, vitesse

De même que pour la dépendance spatiale, dans le cas du LOFI, la réflectivité effective r_{eff} à la même dépendance à la défocalisation L [Figure 1-11] que dans le cas du microscope

interférométrie hétérodyne à deux bras. On peut donc en déduire que l'Eq. (1-17) et par conséquent l'Eq. (1-5) restent valides et que $|r_{eff}|^2$ est inversement proportionnel à L^4 . L'« effet confocal » permettant une sélection spatiale des photons balistiques par la cohérence, est donc préservé avec le LOFI.

En ce qui concerne la sensibilité de notre dispositif, nous avons vu précédemment que l'on pouvait bénéficier grâce à la dynamique du laser d'un gain de l'ordre de 10^6 avec notre laser. La dynamique du laser est alors quasiment équivalente à un photomultiplicateur. Il est cependant utile de connaître le bruit de la mesure, l'important étant au final, le rapport signal sur bruit. La Figure 1-21 montre le spectre de bruit expérimental d'un micro-laser Nd:YVO₄. On peut voir qu'il se dégage deux contributions principales :

- Le bruit de la chaîne de détection [Annexe A] et [Figure 1-8] : c'est essentiellement le bruit de la résistance de charge de la photodiode et de quantification de la détection synchrone qui sont en cause. Ce bruit est un bruit blanc, c'est-à-dire qu'il ne dépend pas de la fréquence [Figure 1-21] en pointillés courts)
- Le bruit de photons : c'est un peu plus compliqué que précédemment. Ici ce bruit n'est plus blanc, à cause des effets de dynamique du laser qui modifient la forme du spectre de bruit. Ce bruit peut être calculé quantitativement en ajoutant des termes $F_N(t)$ et $F_{U_c}(t)$ dits de Langevin aux deux équations [Eq. (1-30)] (on prend ici $\gamma_{ext} = 0$ pour simplifier les équations) :

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dt} &= \gamma_1(N_0 - N) - BN|U_c|^2 + F_N(t) \\ \frac{dU_c}{dt} &= \frac{1}{2}(BN - \gamma_c)U_c + F_{U_c}(t) \end{aligned} \tag{1-38}$$

Ces termes de Langevin étant liés aux fluctuations quantique du champ électrique intra-cavité et de l'inversion de population (c'est l'origine du bruit de photons). Ces bruits sont définis par [36] :

$$\begin{aligned}
\langle F_N(t) \rangle &= \langle F_{U_c}(t) \rangle = 0 \\
\langle F_{U_c}(t)F_{U_c}(t') \rangle &= \frac{\gamma_C}{2} \delta(t-t') \\
\langle F_N(t)F_N(t') \rangle &= \frac{2\gamma_C\eta\gamma_1}{B} \delta(t-t') \\
\langle F_{U_c}(t)F_N(t') \rangle &= -\gamma_C \sqrt{\frac{\gamma_1}{B}} (\eta-1) \delta(t-t')
\end{aligned} \tag{1-39}$$

La première équation signifie qu'ils ont une valeur moyenne nulle et les autres que ce sont des termes de bruit blanc. A partir des Eqs. (1-38) et (1-39) on déduit la densité spectrale de puissance du champ électrique intra-cavité [36] et du signal reçu par la photodiode :

$$\begin{aligned}
DSP \tilde{U}_C^2(\Omega_e) &= \frac{\gamma_C}{4\pi} \frac{\eta\gamma_1^2 + \Omega_e^2}{(\Omega_R^2 - \Omega_e^2)^2 + (\eta\gamma_1\Omega_e)^2} = \frac{G(\Omega_e)^2}{4\pi\gamma_C} \\
DSP P_{bruit,phot}^2(\Omega_e) &= 4R_{bs}^2\gamma_C^2 |U_{CS}|^2 DSP \tilde{U}_C^2(\Omega_e) \\
&= 4R_{bs}\gamma_C \langle P_{tot} \rangle DSP \tilde{U}_C^2(\Omega_e) = \frac{R_{bs}\langle P_{tot} \rangle G(\Omega_e)^2}{\pi}
\end{aligned} \tag{1-40}$$

Le signal étant démodulé par la détection synchrone autour d'une pulsation Ω_e dans une bande $\Delta\Omega = 2\pi/T_{int}$, l'amplitude du bruit équivalent en entrée est alors donnée par :

$$\sigma_{P_{Bruit,Phot}} \approx \sqrt{\int_{\Omega_e - \Delta\Omega/2}^{\Omega_e + \Delta\Omega/2} \Delta P_{bruit}^2(\Omega) d\Omega} \underset{\Delta\Omega \ll \Delta\Omega_R}{\approx} \sqrt{\Delta P_{bruit}^2(\Omega_e) \Delta\Omega} = G(\Omega_e) \sqrt{\frac{2R_{bs}\langle P_{tot} \rangle}{T_{int}}} \tag{1-41}$$

Cette équation n'est valable que si la densité spectrale de puissance de bruit arrivant sur la photodiode varie lentement devant les bornes d'intégrations; ce qui signifie $\Delta\Omega \ll \Delta\Omega_R$ (temps d'intégration plus long que le temps d'oscillations propres du laser). Nous avons donc un bruit de photons qui est amplifié, comme le signal utile, par la dynamique du laser.

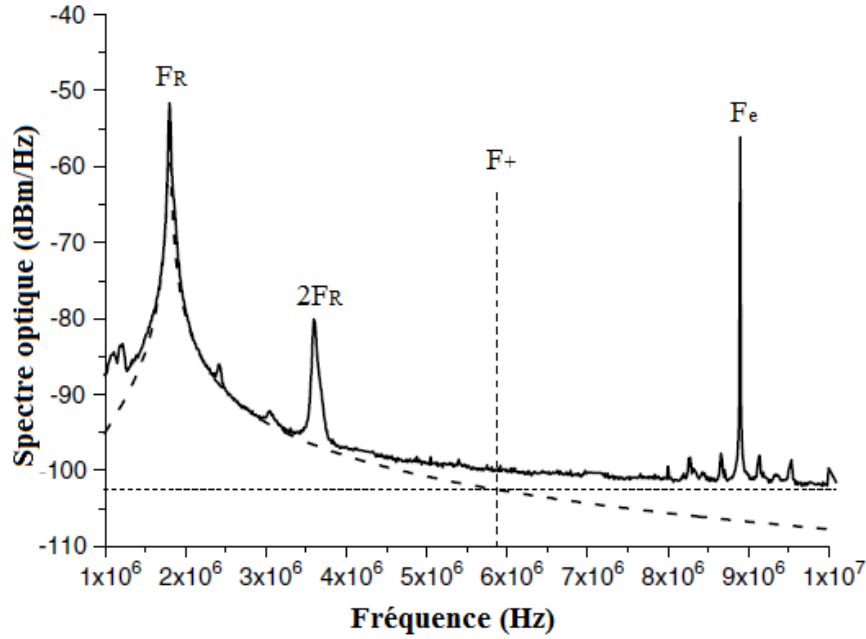


Figure 1-21: Spectre typique de l'intensité d'un micro-laser. Ici, il s'agit d'un cristal Nd:YVO₄ ($\lambda = 1064$ nm) soumis à une réinjection optique. Les paramètres du laser sont les suivants : $\gamma_1 = 3,6 \cdot 10^4$ s⁻¹, $\gamma_C = 2,1 \cdot 10^9$ s⁻¹, $\eta = 2,6$ et $P_{out} = \gamma_C |U_{CS}|^2 = \langle P_{tot} \rangle / R_{bs} = 40$ mW. Cela correspond à une amplification $\gamma_C/\gamma_1 \sim 10^5$, à une fréquence de relaxation $F_R = \Omega_R/2\pi = 1,8$ MHz et à une largeur de résonance $\Delta F_R = \Delta\Omega_R/2\pi = 14$ KHz. En pointillés longs il y a le bruit de photons théorique [Eq. (1-40)], en pointillés courts le bruit expérimental de la chaîne de détection et en traits pleins le bruit expérimental total. F_+ désigne la pulsation frontière entre une limitation au bruit de photons et une limitation au bruit de la chaîne de détection.

La Figure 1-21 montre (en traits pleins) la densité spectrale de puissance de bruit du laser. Nous voyons clairement la présence de ces deux contributions de bruit (chaîne de détection qui suit une ligne de base constante en pointillés et bruit de photons qui suit le gain du laser en pointillés longs). Cette figure tirée de [62] prouve encore une fois que l'effet d'amplification de la dynamique du laser est équivalent à celui que produirait un tube photomultiplicateur. En effet il y a une forte amplification du signal utile mais aussi du bruit de photon qui va avec. Le bruit de la chaîne de détection est, bien sûr, indépendant de ce gain car il intervient après amplification. Sur la Figure 1-21, nous pouvons observer qu'il existe une fréquence F_+ qui joue le rôle de frontière entre une limitation au bruit de photons ($F_e < F_+$) et une limitation de la chaîne de détection ($F_e > F_+$). Nous sommes en effet limités par bruit de photons quand la densité spectrale de bruit de photons dépasse celle de la chaîne de détection. Nous nous plaçons donc dans la bande de fréquence ($F_e < F_+$) ; dans ce cas le rapport signal sur bruit est donné par les Eqs. (1-36) et (1-41) :

$$RSB_{LOFI} = \frac{P_{batt,0} / \sqrt{2}}{\sigma_{P_{Bruit,Phot}}} = \frac{\sqrt{2}G(\Omega_e)r_{eff}(1-R_{bs})\langle P_{tot} \rangle}{G(\Omega_e)\sqrt{\frac{2R_{bs}\langle P_{tot} \rangle}{T_{int}}}} = \sqrt{\frac{T_{int}r_{eff}^2(1-R_{bs})^2\langle P_{tot} \rangle}{R_{bs}}} \quad (1-42)$$

On constate donc que le rapport signal sur bruit est en fait indépendant de la pulsation de décalage Ω_e et s'améliore, comme toujours, proportionnellement à la racine carrée du temps d'intégration T_{int} . De cette équation on peut en conclure la réflectivité effective minimale $r_{eff,min}$ en amplitude de la cible qui correspond à un rapport signal sur bruit $RSB_{LOFI} = 1$:

$$T_{int}r_{eff}^2(1-R_{bs})^2\frac{\langle P_{tot} \rangle}{R_{bs}} = 1 \quad (1-43)$$

$$r_{eff,min}^2 = \frac{R_{bs}}{(1-R_{bs})^2\langle P_{tot} \rangle T_{int}}$$

Comme $T_{int}r_{eff}^2(1-R_{bs})^2\frac{\langle P_{tot} \rangle}{R_{bs}}$ désigne le flux de photons renvoyés par la cible vers le laser, on déduit de la deuxième équation [Eq. (1-43)] que la réflectivité minimale perceptible est celle qui renvoie un seul photon vers la cavité laser. Si nous choisissons la bonne gamme de fréquence, nous pouvons donc avoir une sensibilité ultime et ce, quelle que soit la puissance du faisceau envoyé sur l'échantillon contrairement au dispositif précédent. Ceci est particulièrement important si l'on veut bénéficier d'une bonne sensibilité sans sacrifier les normes [Annexe C].

Le microscope étant autodyne, nous avons vu que celui-ci était auto-aligné. En ce qui concerne les réglages du dispositif, il n'y a donc que deux choses à faire :

- Réglage de la fréquence de décalage F_e : L'idéal est donc de se placer à F_+ pour obtenir une sensibilité ultime tout en évitant les problèmes de saturation [Figure 1-20(b)]. C'est le point où la dynamique de mesure de la réflectivité r_{eff} est la plus étendue.
- Choix de la séparatrice : d'après l'Eq. (1-43) il semble qu'il faille maximiser $(1-R_{bs})$ donc minimiser R_{bs} (et donc prendre $R_{bs} \approx 0$). Cependant, en ne prélevant pas assez de signal pour la photodiode, la densité spectrale du bruit de photons peut tomber sous

le bruit de la chaîne de détection. Comme le bruit du détecteur est principalement du bruit de la résistance de charge, on a donc pour un dispositif ayant les mêmes paramètres que dans la Figure 1-21 et avec une résistance de charge R de 50Ω :

$$\sigma_{P_{Bruit,Phot}}(\Omega_e = \Omega_R) = G(\Omega_R) \sqrt{\frac{2R_{bs,min}^2 \langle P_{tot} \rangle}{T_{int} R_{bs,min}}} > \sigma_{P_{Bruit,Th}} = \sqrt{\frac{4kT}{e^2 R T_{int}}} \quad (1-44)$$

$$\Rightarrow R_{bs,min} > \sqrt{\frac{2kT\eta^2\gamma_1^2}{e^2\gamma_C^2 R \langle P_{tot} \rangle}} \sim 10^{-5}$$

Cette réflectivité limite étant très basse, en pratique, nous avons tout intérêt à choisir une séparatrice quasiment transparente.

Pour terminer sur le microscope autodyne, malgré ses nombreuses qualités, le gros inconvénient de ce dispositif est sa vitesse d'acquisition très limitée à cause du balayage de la cible point par point.

5) Conclusion du chapitre

Afin de faire de l'imagerie résolue optiquement (résolution proche de λ , micrométrique) à travers des milieux diffusants (comme les milieux d'intérêt biologique) nous avons vu qu'il se pose un problème majeur. En effet, lors de la propagation dans le milieu, il y a une augmentation du nombre de photons parasites (photons diffusés) au détriment du nombre de photons utiles (photons balistiques, non déviés). Depuis une cinquantaine d'années, de nombreuses solutions ont été proposées, toutes visant à rejeter les photons diffusés tout en conservant les photons balistiques. Nous avons notamment évoqué les méthodes de sélection par la longueur d'onde (basées sur des processus de conversion non-linéaires), par le temps de vol (par la cohérence temporelle ou mécaniquement), par la polarisation ou par filtrage spatial (mécaniquement ou par la cohérence spatiale). Dans le cadre de cette thèse nous nous intéressons plus particulièrement au filtrage spatial. Nous avons présenté les deux principaux dispositifs connus jusqu'ici (le microscope confocal et le microscope hétérodyne interférométrique) et pour finir nous avons présenté un nouveau dispositif ayant des propriétés de sensibilité et une simplicité d'utilisation inédites, le système LOFI.

Nous avons dans un premier temps évoqué les méthodes de filtrage mécanique avec le microscope confocal qui permettent d'obtenir une réjection des photons rétro-réfléchis en

dehors d'une zone dite confocale conjuguée avec un trou mécanique devant le détecteur. Nous avons montré que la taille du trou confocal est optimale si la taille de son image dans le plan de la cible est voisine de la résolution (ainsi le phénomène de réjection des diffusés est maximal tandis que la réjection des photons utiles retro-réfléchis depuis la zone confocale est nulle). Nous avons aussi, par une analyse photométrique quantitative, montré que la réjection des photons diffusés se faisait en $1/L^4$, ce qui assure une bonne sélectivité. Cependant, il a été montré que ce dispositif est limité par la sensibilité du détecteur ce qui n'est pas satisfaisant pour une imagerie en profondeur où peu de photons balistiques sont disponibles.

Dans un deuxième temps, nous avons introduit une deuxième technique d'imagerie sélective spatialement : l'imagerie interférométrique hétérodyne. Ce dispositif permet par une recombinaison entre les photons rétro-réfléchis par la cible avec ceux de la référence de remonter au champ électrique réinjecté, et donc de faire des images d'amplitude et de phase. Il a été expliqué que par la cohérence spatiale de couplage entre le champ électrique rétro-réfléchi et une référence externe, il était possible d'obtenir la même sélectivité spatiale que pour la microscopie confocale. La tomographie par cohérence optique (OCT) a également été brièvement présentée : l'OCT est en fait un interféromètre hétérodyne mais qui utilise une source large spectralement. Nous avons montré que ce dispositif permet d'avoir une double sélectivité (spatiale mais aussi temporelle par la cohérence). L'avantage des dispositifs cohérents hétérodynes est qu'ils possèdent, nous l'avons montré, une sensibilité ultime (limitée par la réception d'un photon) pourvu que la puissance incidente du laser soit suffisamment importante. Ceci est une grande amélioration par rapport à la simple microscopie confocale mais ce n'est pas totalement satisfaisant à cause de la puissance minimum que l'on doit envoyer sur la cible pour atteindre cette sensibilité. Ceci, nous l'avons vu, est en effet gênant si l'on veut, par exemple, pouvoir respecter les normes ophtalmiques.

Pour finir, nous avons présenté un dispositif, propre à notre équipe, appelé le LOFI. Celui-ci est basé sur une mesure de la perturbation du mode stationnaire d'un laser suite à une réinjection optique. En décalant, en fréquence, les photons rétro-réfléchis par la cible, et en utilisant une détection synchrone, nous avons montré qu'il était possible de mesurer le champ électrique réinjecté. Ce laser est donc utilisé à la fois comme un émetteur de photons mais aussi comme un récepteur. Cet imageur est en fait très comparable au dispositif précédent : c'est un interféromètre avec les mêmes propriétés spatiales (filtrage spatial par la cohérence du laser). La seule différence est que c'est un interféromètre autodyne : la référence n'est plus externe mais c'est ici la cavité laser. L'avantage de cette technique est son aspect auto-aligné qui facilite son utilisation ainsi que la possibilité d'utiliser un laser de classe B qui possède

une forte sensibilité à la réinjection optique. Ceci permet une amplification optique du signal retro-réfléchi par la cible jusqu'à des facteurs 10^5 : la dynamique du laser agit alors comme un tube photomultiplicateur et permet de s'affranchir complètement du bruit de la chaîne de détection quelle que soit la puissance incidente du laser. Ceci est particulièrement souhaitable si l'on veut combiner sensibilité et respect des normes biomédicales.

Plus quantitativement, il est intéressant de comparer les trois techniques développées dans ce chapitre en donnant la réflectivité minimale en intensité $r_{eff,min}^2$ (correspondant à un rapport signal sur bruit de 1) pour une puissance incidente sur la cible P_{cible} donnée. Dans tous les cas, le rapport signal sur bruit s'améliore avec la racine carrée du temps d'intégration. Pour le calcul de la réflectivité minimale, nous fixons le temps d'intégration T_{int} à $100 \mu s$ (correspondant environ au temps d'établissement du régime établi) :

- Cas du microscope confocal [Eqs. (1-8) et (1-9)] et [Tableau 1-2] :

$$|r_{eff,min}|^2 = \frac{P_{EqBruit}(T_{int} = 100 \mu s)}{P_{cible}} = \frac{11 \cdot 10^9}{P_{cible}} \quad (1-45)$$

- Cas du microscope hétérodyne avec référence externe [Eqs. (1-8), (1-26) et (1-29)] : il y a deux cas possibles selon P_{cible} supérieur (limitation à un photon reçu par le détecteur) ou inférieur (limitation par le détecteur) à $P_{cible,seuil} = \frac{2kT}{e^2 RR_{bs}}$ [Eq. (1-28)].

Nous avons pour le cas $P_{cible} < P_{cible,seuil}$ (la séparatrice étant optimisée avec $R_{bs} = 0,5$, la température étant de $300K$ et la résistance de charge R étant de 50Ω) :

$$|r_{eff,min}|^2 = \frac{kT}{T_{int} e^2 RR_{bs} P_{cible}^2} = \frac{6,5 \cdot 10^{19}}{P_{cible}^2} \quad (1-46)$$

Et dans le cas $P_{cible} > P_{cible,seuil}$ (la séparatrice étant optimisée avec $R_{bs} = 0,5$) :

$$|r_{eff,min}|^2 = \frac{1}{R_{bs} T_{int} P_{cible}} = \frac{2 \cdot 10^4}{P_{cible}} \quad (1-47)$$

- Cas du microscope LOFI [Eq. (1-42)], limitation au photon unique réinjecté dans la cavité), nous avons donc :

$$|r_{eff,min}|^2 = \frac{1}{(1 - R_{bs})T_{int}P_{cible}} = \frac{10^4}{P_{cible}} \quad (1-48)$$

Des Eqs. (1-45), (1-46), (1-47) et (1-48) nous en déduisons la courbe récapitulative suivante :

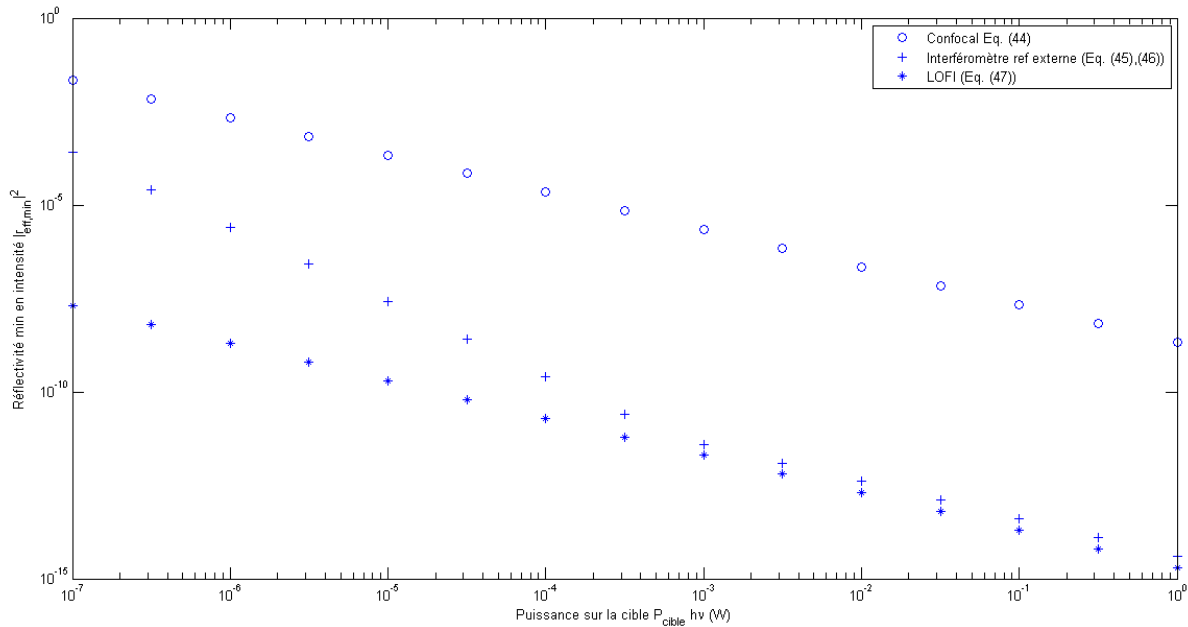


Figure 1-22: Réflectivités minimales détectables pour les microscopes confocaux, les microscopes hétérodynes interférométriques avec référence externe et les microscopes LOFI. Ces courbes sont obtenues pour les paramètres suivants : résistance de charge $R = 50 \Omega$, température $T = 300 \text{ K}$, lame séparatrice optimisée ($R_{bs} = 0,5$ pour l'interféromètre à référence externe et $R_{bs} \approx 0$ pour le LOFI), temps d'intégration $T_{int} = 100 \mu\text{s}$ et efficacité quantique du détecteur de 1. Le détecteur utilisé est une photodiode. Pour la courbe correspondant à l'interféromètre à référence externe, le point de brisure correspond à la frontière limitation bruit de détecteur/bruit de photons = $P_{cible,seuil}$.

Sur cette figure, on voit que du point de vue de la sensibilité, les deux microscopes interférométriques sont meilleurs. De plus, si l'on se place à une puissance maximale donnée par les normes optiques [Annexe C] soit $P_{cible} = 50 \mu\text{W} / h\nu$, d'après la Figure 1-22 il devient clair que le LOFI montre sa supériorité sur les deux autres dispositifs avec une réflectivité effective détectable en intensité $r_{eff,min}^2$ de moins de 10^{-10} pour $T_{int} = 100 \mu\text{s}$. Nous choisissons donc de travailler avec le LOFI dans la suite de cette thèse.

Le point négatif pour toutes ces techniques sélectives spatialement est la lenteur d'acquisition. Pour l'instant, nous sommes limités par deux choses : le système de balayage actuellement

basé sur un système de deux miroirs galvanométriques assez lents. Il est cependant possible de remplacer ce système par un balayage ultra-rapide (jusqu'à 1000 images/secondes) de type « spinning disk » utilisé déjà avec succès sur des microscopes confocaux comme nous l'avons vu dans ce chapitre [Figure 1-7]. La deuxième limitation, plus difficile à surmonter et plus fondamentale, provient du temps de réaction du laser utilisé en LOFI. En effet, lorsque l'on passe d'un pixel à un autre, si la réflectivité est différente, un signal transitoire va apparaître en plus du signal de battement LOFI stationnaire standard [63]. Il n'est donc pas possible d'avoir un temps d'intégration par pixel T_{int} plus faible que la durée de ce signal transitoire. Celui-ci étant approximativement égal à l'inverse de la largeur de la résonance $\Delta F_R = \eta\gamma_1 / 2\pi$ du laser, il serait possible d'augmenter la vitesse d'acquisition en prenant un laser avec une largeur de résonance plus grande. Une solution serait, par exemple, de remplacer le micro-laser YAG utilisé actuellement par des simples diodes laser. Celles-ci possèdent, en effet, des taux d'amortissement de la cavité laser γ_1 et de l'inversion de population γ_C respectivement de l'ordre de 10^9 s^{-1} et 10^{12} s^{-1} ce qui correspond à une largeur de la résonance ΔF_R de l'ordre du gigahertz (et donc à un temps de réponse par pixel de l'ordre de la nanoseconde) et à une fréquence de relaxation $F_R = \sqrt{\gamma_1\gamma_C(\eta-1)} / 2\pi \sim 1 \text{ GHz}$ [Eq. (1-35)]. Actuellement limité à un temps d'intégration par pixel $T_{\text{int}} \sim 1/\Delta F_R \sim 1 \mu\text{s}$ avec un micro-laser YAG, nous pourrions atteindre un temps $T_{\text{int}} \sim 1/\Delta F_R \sim 1 \text{ ns}$ en cas d'utilisation d'une diode laser. De plus, avec ces paramètres, une diode laser posséderait un gain à la fréquence de résonance $G(\Omega_R) = \frac{\gamma_C}{\gamma_1\eta}$ de l'ordre de 10^3 . Ce gain, même si il est plus faible que celui associé à notre

montage est quand même largement suffisant pour accéder à une limitation au bruit de photons. Un dispositif LOFI avec un diode laser pose cependant de sérieux problèmes d'ingénierie, notamment à cause de la nécessité de réaliser une démodulation du signal de battement proche du gigahertz ($F_R = \sqrt{\gamma_1\gamma_C(\eta-1)} / 2\pi \sim 1 \text{ GHz}$).

Une autre difficulté qui se présente est l'obtention d'une image résolue au-delà de la distance de travail. En effet nous avons vu par l'Eq. (1-13) qui s'applique aux interféromètres (à références externe ou interne) que la résolution est donnée par la surface du laser au niveau de l'objet. Dans le cas où l'on veut garder une résolution correspondant à l'ouverture de l'objectif au-delà de sa distance de travail, l'image de la cible va donc nous paraître floue à cause de la défocalisation. Ce problème est d'autant plus important que l'ouverture est importante (la vitesse de défocalisation augmente avec l'ouverture tandis que la distance de

travail diminue). Afin de régler ce problème nous proposons d'appliquer une technique appelée la synthèse d'ouverture optique. La mise en œuvre de cette technique qui nécessite une double information amplitude phase (que l'on a grâce au LOFI), permet en effet d'obtenir une refocalisation numérique et d'augmenter ainsi la profondeur de champ accessible. C'est ce que nous présentons dans le chapitre suivant.

REFERENCES

1. J. C. Hebden, *et al.*, "Optical imaging in medicine: I. Experimental techniques," *Phys. Med. Biol.* **42**, 825–840 (1997).
http://www.medphys.ucl.ac.uk/research/borg/pdf/hebden_pmb_1997.pdf
2. W. Denk, *et al.*, "Two-Photon Laser Scanning Fluorescence Microscopy" *Science* **248**, 73-76 (1990). <http://www.aomf.ca/pdfs/Denk1990.pdf>
3. S. Yazdanfar, *et al.*, "Multifunctional Imaging of Endogenous Contrast by Simultaneous Nonlinear and Optical Coherence Microscopy of Thick Tissues," *Microsc. Res. Tech.* **70**, 628–633 (2007).
<http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/jemt.20447/pdf>
4. P. Mahou, *et al.*, "Combined third-harmonic generation and four-wave mixing microscopy of tissues and embryos," *Biomed. Opt. Express* **2**, 2837-2849 (2011).
<http://www.opticsinfobase.org/boe/abstract.cfm?URI=boe-2-10-2837>
5. K. B. Shi, *et al.*, "Coherent Anti-Stokes Raman Holography for Chemically Selective Single-Shot Nonscanning 3d Imaging," *Phys. Rev. Lett.* **104**, (2010).
<http://prl.aps.org/abstract/PRL/v104/i9/e093902>
6. Y. Fu, *et al.*, "Characterization of photodamage in coherent anti-Stokes Raman scattering microscopy," *Opt. Express* **14**, 3942-3951 (2006).
<http://www.opticsinfobase.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-14-9-3942>

7. N. Abramson, "Light-in-flight recording by holography," *Opt. Lett.* **3**, 121-123 (1978). <http://www.opticsinfobase.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-3-4-121>
8. H. Chen, *et al.*, "Two-dimensional imaging through diffusing media using 150-fs gated electronic holography techniques," *Opt. Lett.* **16**, 487-489 (1991). <http://www.opticsinfobase.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-16-7-487>
9. R. C. Youngquist, *et al.*, "Optical coherence-domain reflectometry: a new optical evaluation technique," *Opt. Lett.* **12**, 158-160 (1987). <http://www.opticsinfobase.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-12-3-158>
10. D. Huang, *et al.*, "Optical Coherence Tomography," *Science*. **254**, 1178-1181 (1991). http://stuff.mit.edu/afs/athena/course/2/2.717/OldFiles/www/oct_fujimoto_91.pdf
11. M. A. Duguay, *et al.*, "Ultrahigh Speed Photography of Picosecond Light Pulses and Echoes," *Appl. Opt.* **10**, 2162-2170 (1971). <http://www.opticsinfobase.org/ao/abstract.cfm?URI=ao-10-9-2162>
12. L. Wang, *et al.*, "Ballistic 2-D imaging through scattering walls using an ultrafast optical Kerr gate," *Science* **253**, 769-771 (1991). <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/17835493>
13. R. Mahon, *et al.*, "Time-gated imaging through dense scatterers with a Raman amplifier," *Appl. Opt.* **32**, 7425-33 (1993). <http://www.opticsinfobase.org/ao/abstract.cfm?URI=ao-32-36-7425>
14. J. Reintjes, *et al.*, "Time-gated imaging with nonlinear optical Raman interactions," *Opt. Phot. News* **4**, 28-32 (1993). <http://www.opticsinfobase.org/opn/abstract.cfm?URI=opn-4-10-28>
15. K. M. Yoo, *et al.*, "Imaging objects hidden in highly scattering media using femtosecond second-harmonic-generation cross-correlation time gating," *Opt. Lett.*

- 16, 1019-1021 (1991). <http://www.opticsinfobase.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-16-13-1019>
16. G. W. Faris, *et al.*, “Upconverting time gate for imaging through highly scattering media,” *Opt. Lett.* **19**, 1813-1815 (1994).
<http://www.opticsinfobase.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-19-22-1813>
17. J. Watson, *et al.*, “Imaging in diffuse media with ultrafast degenerate optical parametric amplification,” *Opt. Lett.* **20**, 231-233 (1995). <http://hal.archives-ouvertes.fr/hal-00691268/>
18. D. T. Delpy, *et al.*, “Estimation of optical pathlength through tissue from direct time of flight measurement,” *Phys. Med. Biol.* **33** 1433–42 (1988).
<http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/3237772>
19. G. Pal, *et al.*, “Time-resolved optical tomography using short-pulse laser for tumor detection,” *Appl. Opt.* **45**, 6270-6282 (2006).
<http://www.opticsinfobase.org/ao/abstract.cfm?URI=ao-45-24-6270>
20. S. Andersson-Engels, *et al.*, “Time-resolved transillumination for medical diagnostics,” *Opt. Lett.* **15**, 1179-1181 (1990).
<http://www.opticsinfobase.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-15-21-1179>
21. E. B. de Haller, *et al.*, “Resolution of time resolved breast transillumination : in vitro measurements compared with theoretical predictions,” *Optical Engineering* **34**, 2084-2091 (1995).
<http://opticalengineering.spiedigitallibrary.org/article.aspx?articleid=1073797>
22. J. R. Lakowicz, *et al.*, “Frequency domain measurements of photon migration in tissues,” *Chem. Phys. Lett.* **166** 246–52 (1990).
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0009261490800248>

23. J. B. Fishkin, *et al.*, “Propagation of photon-density waves in strongly scattering media containing an absorbing semi-infinite plane bounded by a straight edge,” *J. Opt. Soc. Am. A* **10**, 127-140 (1993).
<http://www.opticsinfobase.org/josaa/abstract.cfm?URI=josaa-10-1-127>
24. M. A. Franceschini, *et al.*, “Frequency-domain techniques enhance optical mammography: Initial clinical results,” *Proc Natl Acad Sci* **94**, 6468–6473 (1997).
<http://www.pnas.org/content/94/12/6468.full.pdf>
25. F. C. MacKintosh, *et al.*, “Polarization memory of multiply scattered light,” *Phys. Rev. B* **40**, 9342–9345 (1989).
<http://www.nat.vu.nl/~fcm/Papers/PhysRevB.40.9342.pdf>
26. D. Bicout, *et al.*, “Multiply scattered waves through a spatially random medium : entropy production and depolarization,” *J. Phys. I* **2**, 2047 (1992). <http://hal.archives-ouvertes.fr/jpa-00246685/en/>
27. O. Emile, *et al.*, “Rotating polarization imaging in turbid media,” *Opt. Lett.* **21**, 1706-1708 (1996). <http://www.opticsinfobase.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-21-20-1706>
28. E. N. Leith, *et al.*, “Imaging through scattering media using spatial incoherence techniques,” *Opt. Lett.* **16**, 1820-1822 (1991).
<http://www.opticsinfobase.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-16-23-1820>
29. M. Kempe, *et al.*, “Ballistic and diffuse light detection in confocal and heterodyne imaging systems,” *J. Opt. Soc. Am. A* **14**, 216-223 (1997).
<http://www.opticsinfobase.org/josaa/abstract.cfm?URI=josaa-14-1-216>
30. M. Minsky, “Memoir on Inventing the Confocal Scanning Microscope,” *Scanning* **10**, 128-138 (1988). <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/sca.4950100403/abstract>

31. M. Bashkansky, *et al.*, “Coherently amplified Raman polarization gate for imaging through scattering media,” *Opt. Lett.* **19**, 350-352 (1994).
<http://www.opticsinfobase.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-19-5-350>
32. X. Liang, *et al.*, “Two-dimensional Kerr—Fourier imaging of translucent phantoms in thick turbid media,” *Appl. Opt.* **34**, 3463-3467 (1995).
<http://www.opticsinfobase.org/ao/abstract.cfm?URI=ao-34-18-3463>
33. P. Kolman, *et al.*, “Coherence-controlled holographic microscope,” *Opt. Express* **18**, 21990-22003 (2010). <http://www.opticsinfobase.org/oe/abstract.cfm?URI=oe-18-21-21990>
34. A. Gibson, *et al.*, “Diffuse optical imaging,” *Phil. Trans. R. Soc. A* **367** (2009).
<http://rsta.royalsocietypublishing.org/content/367/1900/3055.short>
35. E. Lacot, *et al.*, “Laser optical feedback tomography,” *Opt. Lett.* **24**, 744-746 (1999).
<http://www.opticsinfobase.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-24-11-744>
36. E. Lacot, *et al.*, “Coherent laser detection by frequency-shifted optical feedback,” *Phys. Rev. A* **64**, 043815 (2001). <http://pra.aps.org/abstract/PRA/v64/i4/e043815>
37. M. Kempe, *et al.*, “Comparative study of confocal and heterodyne microscopy for imaging through scattering media,” *J. Opt. Soc. Am. A* **13**, 46-52 (1996)
<http://www.opticsinfobase.org/josaa/abstract.cfm?URI=josaa-13-1-46>
38. M. Minsky. *Microscopy apparatus*. US Patent 3013467. (1961).
<http://www.freepatentsonline.com/3013467.pdf>
39. J. Pawley, *Handbook of Biological Confocal Microscopy*, Springer 3rd ed., XXVIII, 988 p (2006). <http://link.springer.com/book/10.1007/978-0-387-45524-2/page/1>
40. C.M. St. Croix, *et al.*, “Confocal microscopy: comparisons, applications, and problems,” *BioTechniques*. **39**, S2-S5(2005).

http://www.biotechniques.com/multimedia/archive/00002/BTN_A_000112089_O_2078a.pdf

41. H. Pudavar, *Fluorescence Lifetime Imaging (FLIM)*, cours de University of Iowa (2009). http://www.biology.uiowa.edu/microscopy/pdf/FLIM_Basics_iowa.pdf
42. K.J Edson, *et al.*, “FRAP analysis of the stability of the microtubule population along the neuritis of chick sensory neurons,” *Cell Motility and the Cytoskeleton* **25**, 59-72 (1993). <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/8519068>
43. A. Nakano, “Spinning-disk Confocal Microscopy – A Cutting-Edge Tool for Imaging of Membrane Traffic,” *Cell Struct Funct.* **27**, 349-355 (2002).
<http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/12502889>
44. T. Tanaami, *et al.*, “High-Speed 1-Frame/ms Scanning Confocal Microscope with a Microlens and Nipkow Disks,” *Appl. Opt.* **41**, 4704-4708 (2002).
<http://www.opticsinfobase.org/ao/abstract.cfm?URI=ao-41-22-4704>
45. T. Sawatari, “Optical Heterodyne Scanning Microscope,” *Appl. Opt.* **12**, 2768-2772 (1973). <http://www.opticsinfobase.org/ao/abstract.cfm?URI=ao-12-11-2768>
46. J. A. Izatt, *et al.*, “Optical coherence microscopy in scattering media,” *Opt. Lett.* **19**, 590-592 (1994). <http://www.opticsinfobase.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-19-8-590>
47. A. F. Fercher, *et al.*, “Optical coherence tomography – principles and applications,” *Rep. Prog. Phys.* **66**, 239-303 (2003).
http://light.ece.illinois.edu/ECE280/OCT_review.pdf
48. M. Choma, *et al.*, “Sensitivity advantage of swept source and Fourier domain optical coherence tomography,” *Opt. Express* **11**, 2183-2189 (2003).
<http://www.opticsinfobase.org/oe/abstract.cfm?URI=oe-11-18-2183>
49. A. Dubois, *et al.*, “Ultrahigh-Resolution Full-Field Optical Coherence Tomography,” *Appl. Opt.* **43**, 2874-2883 (2004).

<http://vision.berkeley.edu/roordalab/kateg/Applied%20Optics%20Article%20OCT.pdf>

50. P. Besnard, *et al.*, "Feedback phenomena in a semiconductor laser induced by distant reflectors," IEEE J. Quant. Elec. **29**, 1271-1284 (1993).

<http://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?arnumber=00236141>

51. P. G. R. King, *et al.*, "Apparatus for measurement of lengths and of other physical parameters which are capable of altering an optical path length," U.S. Patent No. 3,409,370 (1968). <http://www.google.ne/patents/US3409370>

52. T. Bosch, *et al.*, "Optical feedback interferometry for sensing application," Opt. Eng. **40**, 20-27 (2001).

<http://opticalengineering.spiedigitallibrary.org/article.aspx?articleid=1097921>

53. A. Bearden, *et al.*, "Imaging and vibrational analysis with laser-feedback interferometry," Opt. Lett. **18**, 238-240 (1993).

<http://www.opticsinfobase.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-18-3-238>

54. M. J. Rudd, "A laser Doppler velocimeter employing the laser as a mixer-oscillator," *J. Phys. E: Sci. Instrum.* **1** (1968). <http://iopscience.iop.org/0022-3735/1/7/305>

55. N. Brown, "Frequency stabilized lasers: optical feedback effects," Appl. Opt. **20**, 3711-3714 (1981). <http://www.opticsinfobase.org/ao/abstract.cfm?URI=ao-20-21-3711>

56. D. Sarid, *et al.*, "Compact scanning-force microscope using a laser diode," Opt. Lett. **13**, 1057-1059 (1988). <http://www.opticsinfobase.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-13-12-1057>

57. K. Otsuka, "Highly sensitive measurement of Doppler-shift with a microchip solid-state laser," *Jpn. J. Appl. Phys.* **31**, 1546-1548 (1992).
<http://jjap.jsap.jp/link?JJAP/31/L1546/>
58. K. Otsuka, "Ultrahigh sensitivity laser Doppler velocimetry with a microchip solid-state laser," *Appl. Opt.* **33**, 1111-1114 (1994).
<http://www.opticsinfobase.org/ao/abstract.cfm?URI=ao-33-6-1111>
59. A. Witomski, *Imagerie laser à synthèse d'ouverture par reinjection optique*, Thèse de doctorat de l'Université Joseph Fourier (2007). <http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00144904/>
60. O. Hugon, *et al.*, "Coherent microscopy by laser optical feedback imaging (LOFI) technique," *Ultramicroscopy*. **111**, 1557-1563 (2011). <http://arxiv.org/abs/1206.4264>
61. E. Lacot, *et al.*, "Comparative study of autodyne and heterodyne laser interferometry for imaging," *J. Opt. Soc. Am. A* **27**, 2450-2458 (2010).
<http://www.opticsinfobase.org/josaa/abstract.cfm?URI=josaa-27-11-2450>
62. O. Jacquin, *et al.*, "Experimental comparison of autodyne and heterodyne laser interferometry using an Nd:YVO₄ microchip laser," *J. Opt. Soc. Am. A* **28**, 1741-1746 (2011). <http://arxiv.org/abs/1206.4448>
63. E. Lacot, *et al.*, "Optimization of an autodyne laser interferometer for high-speed confocal imaging," *J. Opt. Soc. Am. A* **30**, 60-70 (2013). <http://hal.archives-ouvertes.fr/hal-00768452/>

CHAPITRE 2 : IMAGERIE SANS LENTILLE ET SYNTHESE D'OUVERTURE LOFI

1) Introduction : la synthèse d'ouverture

Afin d'obtenir une image résolue à l'échelle de la longueur d'onde, il est courant en optique ou en acoustique de faire converger la lumière au niveau de la zone que l'on veut imager. Par exemple, en optique cela est rendu possible par l'utilisation d'un objectif de microscope qui permet de dévier tous les rayons lumineux vers un point focal. De même en acoustique, on utilisera un transducteur acoustique de forme sphérique afin de faire directement converger les ondes vers le centre de courbure du transducteur. Dans tous les cas, la résolution finale que l'on peut espérer atteindre est proportionnelle au rapport entre la longueur d'onde et l'ouverture numérique (angle d'ouverture du faisceau que l'on vient focaliser).

Il n'est cependant pas toujours possible de focaliser avec la résolution désirée, les ondes que l'on manipule. Les raisons de cette impossibilité pouvant être très variées : limites technologiques, prix,... Au lieu de cela, il est possible d'illuminer la cible uniquement avec une onde défocalisée. C'est exactement le problème que l'on rencontre avec la méthode d'imagerie LOFI, dès que l'on veut faire des images au-delà de la distance de travail de l'objectif de microscope. Afin de garder une image résolue optiquement, nous sommes obligés d'utiliser un objectif de microscope ayant une distance de travail plus importante. Celui-ci présentera alors, soit une ouverture numérique réduite (donc donnant une résolution moins bonne) ou un diamètre de pupille donc un prix plus élevé si l'on veut garder la résolution. Afin de pallier le problème de résolution, on a adopté la synthèse d'ouverture numérique. Cette technique consiste à réaliser plusieurs acquisitions de la même scène en la regardant sous plusieurs angles avec des ouvertures plus faibles (voire nulles). Si l'on a des informations d'amplitude et de phase, il devient alors possible, en combinant les mesures, de « synthétiser » une image identique à celle que l'on aurait obtenue avec une ouverture plus importante. L'ouverture équivalente correspond à la distribution angulaire sous laquelle on a observé l'objet. La synthèse d'ouverture a été développée dans de nombreux domaines ; il convient de décrire quelques-unes de ces applications afin que le lecteur se fasse une idée plus claire sur le sujet. Pour plus de lisibilité, nous avons choisi de rassembler les dispositifs utilisés par secteur d'application. Ainsi nous décrivons successivement, en donnant

l'historique et quelques performances, des applications dans les domaines de l'astronomie, de la géophysique, de la microscopie optique et de la cristallographie.

a) Astronomie

L'interférométrie stellaire est une technique permettant de mesurer des informations angulaires sur les étoiles (diamètre apparent, distance entre deux étoiles par exemple) au-delà de la limite de résolution des télescopes (limitée par la taille du miroir primaire). Le principe théorique de l'interférométrie stellaire repose sur le théorème de Van Cittert–Zernike [1]. Ce théorème explique que la fonction de cohérence spatiale entre deux points est reliée à la transformée de Fourier de la source qui les éclaire. Ce théorème est valable dans le cas d'une source incohérente spatialement (cas de la plupart des objets célestes). L'interférométrie stellaire consiste alors en la mesure du contraste des franges, entre deux positions, en fonction de leur distance (appelée base, [Figure 2-1(a)]. Ceci nous permet ainsi, par transformée de Fourier inverse, de remonter à la distribution angulaire de l'intensité donc à des informations de diamètre apparent ou de distance entre étoiles par exemple.

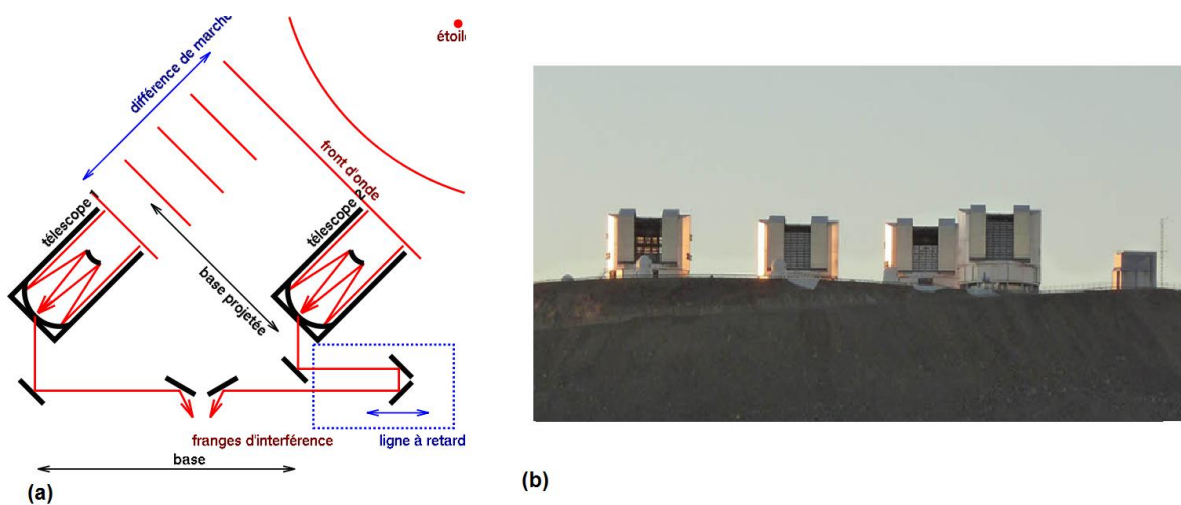


Figure 2-1: Principe de l'interféromètre stellaire conçu par Labeyrie. (a) Dispositif à deux télescopes, le contraste des franges est mesuré en sortie des deux fibres en fonction de la distance entre les deux télescopes (base). La ligne à retard permet de compenser la différence de marche entre les deux télescopes (pas de problèmes de cohérence temporelle). On accède à une résolution que l'on obtiendrait avec un miroir équivalent de largeur égal à la base projetée. (b) VLT (Very Large Telescop Interferometer). Au sommet du mont Paranal (Chili), on trouve 4 grands télescopes de 8,2 m de diamètre ainsi que 4 petits télescopes de 1,8 m (petites boules au premier plan). Ils constituent actuellement le réseau interférométrique le plus puissant au monde avec un miroir équivalent de 200 m de diamètre.

Ce qui fait l'intérêt de cette technique, est la résolution angulaire accessible qui ne dépend que de la distance entre les deux points et non des miroirs utilisés : en terme de résolution tout se passe comme si on avait un miroir équivalent (synthétique) de diamètre égal à la distance entre les deux points [Figure 2-1]. C'est bien par une combinaison (interférences ici) de deux mesures regardant l'objet céleste avec un angle de vue différent, qu'on améliore la résolution. Un très bon historique de l'interférométrie stellaire est disponible dans la revue grand public La Recherche [2]. Cette technique a été introduite d'abord théoriquement en 1868 par les physiciens français Fizeau et Stephan [3], puis expérimentalement par Michelson et Pease de 1890 à 1920, qui ont proposé de mesurer le contraste interférométrique à partir du contraste interférentiel entre de simples trous de Young [4]. Ainsi, grâce à un miroir synthétique de 3 mètres de diamètre équivalent, ils ont pu mesurer le diamètre de la géante rouge Bételgeuse, qui est 400 fois supérieur à celui du soleil. Cette méthode (trou de Young) est toutefois limitée par le faible nombre de photons collectés. De même, la faible distance entre les trous limite la résolution accessible. En 1975, l'interférométrie stellaire connaîtra un nouvel essor grâce au physicien français Antoine Labeyrie. En s'inspirant des instruments de synthèse d'ouverture, déjà disponible en radioastronomie (longueurs d'ondes plus grandes, exemple du VLA Very Large Array), Antoine Labeyrie propose un dispositif basé sur deux télescopes [Figure 2-1(a)] donnant accès à des diamètres apparents de plus de 12 mètres [5]. Le problème, à ce stade, était alors le caractère unidirectionnel de la synthèse d'ouverture. A partir de 1996, une équipe britannique a remédié à ce problème par l'introduction d'un interféromètre à plusieurs télescopes dénommé *CO AST* (Cambridge Optical Aperture Synthesis Telescope). Plusieurs télescopes disposés en réseaux à deux dimensions permettent en effet d'améliorer la résolution dans les deux directions. Actuellement, le meilleur réseau de télescopes interférométriques est le VLTI [Figure 2-1(b)], basé au Chili, issu d'un vaste projet européen qui commence en 1983; celui-ci présente un diamètre apparent de 200 mètres (<http://www.eso.org/public/france/teles-instr/paranal.html>).

b) Imagerie optique

En ce qui concerne l'imagerie optique, beaucoup de travaux ont été effectués [6]; plus particulièrement, on entend parler d'holographie et de tomographie. Il convient donc tout d'abord, de bien préciser le sens de ces mots afin d'éviter toute confusion. Premièrement, le terme d'holographie désigne toutes les techniques d'imagerie qui permettent d'obtenir une

double information amplitude et phase. L'holographie a été introduite en 1948 par Dénes Gabor, un physicien Hongrois [7] sous le nom de « reconstruction de front d'onde ». L'intérêt d'avoir une information complète sur le front d'onde issu d'une cible, est de pouvoir avoir accès à une information tridimensionnelle sur l'indice et la transmittance de l'objet. Dans les premières années de l'holographie, l'enregistrement du front d'onde se faisait sur une pellicule photographique. L'avènement de l'informatique et des caméras CCD a donné naissance à l'holographie numérique [6] permettant un traitement mathématique des images. Ainsi l'holographie numérique permet, par exemple, de mesurer le chemin optique d'un échantillon de phase, en intégrant les informations sur la distribution des indices dans l'échantillon [8]. Lorsque l'on dispose d'un dispositif d'acquisition plein champ, il est également possible d'obtenir des informations dynamiques, tel que le suivi de la trajectoire en trois dimensions de cellules cancéreuses [9], [Figure 2-2(a)]. C'est vraiment l'information de phase qui donne l'accès à toutes les dimensions, en effet une simple information d'amplitude (cas du microscope traditionnel) ne peut produire qu'une section dans un plan donné, et il est alors impossible de suivre un objet dans un autre plan.

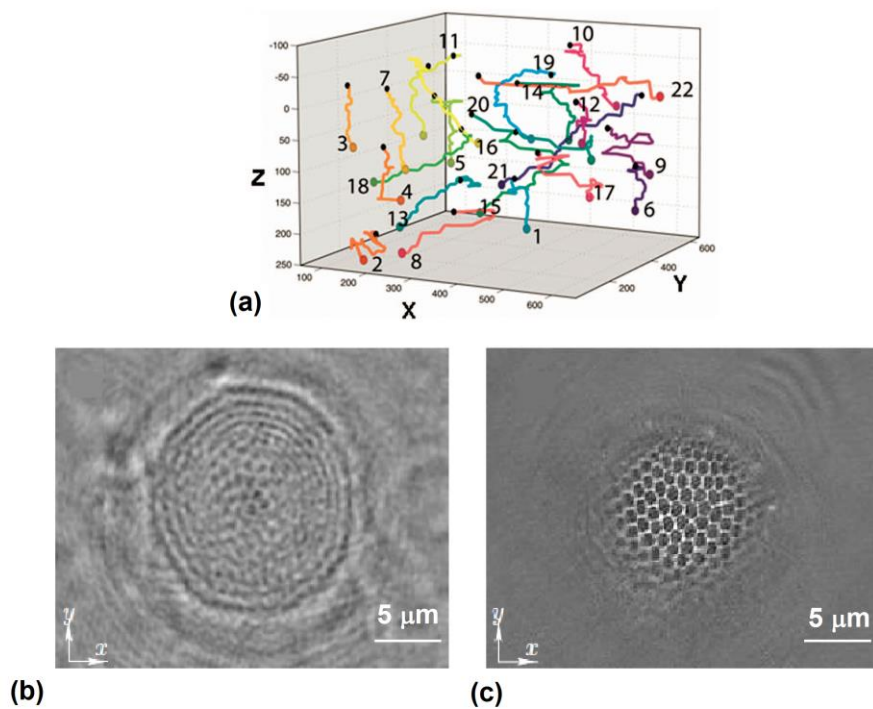


Figure 2-2: Exemples d'images que l'on peut réaliser avec l'holographie. (a) Trajectoires 3D de cellules vivantes d'une fibrosarcome dans un gel de collagène; Image tirée de [9]. (b) Image holographique et (c) Image synthétique (Reconstruite à partir de 1000 images holographiques) d'une diatomée (*Coscinusdiscus sp*) dont le squelette est en silice. Dans le cas de l'image (c) chacune des 1000 images provient d'un angle d'éclairage différent (dispositif d'acquisition [Figure 2-3(b)]) ; Images tirées de [10].

L'information de phase peut être retrouvée grâce à deux principes différents : le premier, qui est aussi le plus ancien, consiste à recombinaison de manière cohérente une onde de référence cohérente avec l'illumination de la cible (c'est le cas des deux dispositifs du chapitre 1 : microscope hétérodyne et LOFI, ainsi que du dispositif décrit dans [Figure 2-3(b)]. Le second, découvert plus récemment, ne nécessite pas d'onde de référence. En effet, en mesurant les profils d'intensité de diffraction dans plusieurs plans et en utilisant un algorithme itératif, il est possible de retrouver l'information de phase (au prix de plusieurs mesures donc) [11,12]. Il est également possible de retrouver cette phase avec une seule mesure d'intensité, mais à la condition d'avoir connaissance d'une information préalable sur l'échantillon [13,14]. Ces nouvelles techniques permettent de faire de l'holographie avec une grande facilité, en évitant les dispositifs interférométriques coûteux, sensibles aux vibrations et difficiles à aligner.

Maintenant que nous avons parlé de l'holographie, il convient d'évoquer la notion de tomographie : il s'agit dans le sens général (y compris en optique) de retrouver la forme tridimensionnelle d'un objet par des mesures externes (telles que la diffraction, la projection, ...). C'est donc un terme assez peu précis qu'il faut utiliser avec précaution. En optique, la tomographie est réalisée en éclairant un objet avec une onde plane. La mesure de l'amplitude et de la phase des ondes diffractées permet de remonter à l'objet initial par simple relation de transformée de Fourier [Figure 2-3(a)]. L'holographie citée précédemment est donc une technique particulière de tomographie. Cependant la résolution est limitée par l'ouverture angulaire avec laquelle on mesure les ondes diffractées. C'est pour cette raison que la synthèse d'ouverture optique a été introduite. Cette notion désigne toutes les techniques qui permettent, en combinant plusieurs mesures (chacune avec un angle d'éclairage [15] ou un angle de mesure différents [10,16]), de compléter l'espace de Fourier, et ainsi d'augmenter la résolution finale.

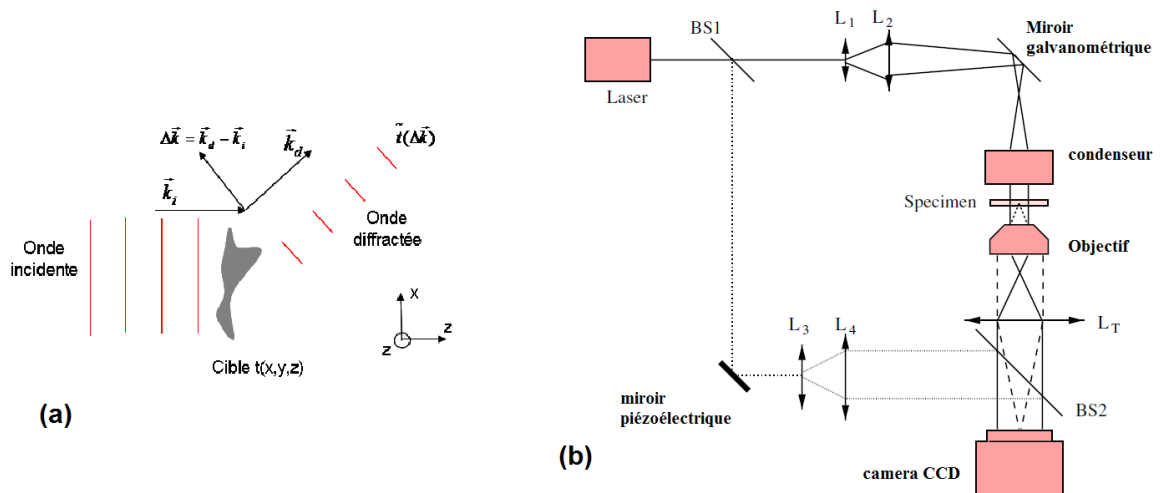


Figure 2-3: Illustration de la tomographie/synthèse holographique optique. (a) Principe théorique de la tomographie optique : la figure de diffraction est liée à la transformée de Fourier de l'objet $\tilde{t}(\Delta\vec{k})$. \vec{k}_i représente le vecteur d'onde incident et \vec{k}_d le vecteur d'onde diffracté. (b) Dispositif utilisé : un laser éclaire le spécimen avec une onde plane dont l'angle d'incidence est contrôlé par le miroir galvanométrique ; un hologramme est enregistré sur la CCD grâce au recouvrement avec une référence (le miroir piézoélectrique permet de régler l'ambiguïté de phase). Figure tirée de [10].

Il est également intéressant de noter que la synthèse d'ouverture n'est pas restreinte à l'optique et peut également être utilisée dans d'autres domaines de fréquence comme celui des ondes TéraHertz [17] ou RADAR, comme on va le voir plus loin.

c) Géophysique

La principale application de la synthèse d'ouverture aux domaines de la Géologie et de la Géographie est le RADAR [18]. En effet, les longueurs d'ondes utilisées pour imager un terrain vont, selon le type d'image que l'on veut réaliser, de la bande millimétrique mm ($\nu \approx 50$ GHz et $\lambda \approx 5$ mm) à la bande HF (Hautes Fréquences : $\nu \approx 10$ MHz et $\lambda \approx 50$ m). Dans ces gammes de fréquences, il est difficile de focaliser une onde avec une ouverture suffisante pour obtenir une image avec une résolution correcte (les antennes seraient trop grandes). Afin de pallier ce problème, le principe de la synthèse d'ouverture RADAR a été introduit par C. A. Wiley [19] dans les années 1950; on la retrouve communément sous l'acronyme SAR pour Synthetic Aperture RADAR. La première configuration SAR qui a été développée est appelée *stripmap* [Figure 2-4(a)]. Celle-ci consiste à venir balayer le terrain ciblé avec l'onde

impulsionnelle et défocalisée. Dans la direction perpendiculaire (portée ou *range* en anglais) à la direction de propagation de l'aéronef, la résolution est obtenue par une simple mesure de temps de vol des pulses RADAR (télémétrie classique). La résolution, dans cette direction, correspond alors, bien sûr, à la longueur spatiale d'un pulse. Par contre, c'est dans la direction de propagation de l'avion ou du satellite (direction azimutale ou *cross-range*) que le gain de résolution est obtenu par synthèse d'ouverture. Au fur-et-à mesure de l'avancée de l'aéronef, l'amplitude et la phase des impulsions réfléchies sont mesurées par la même antenne et ce, sous tous les angles correspondant à toute l'ouverture du faisceau [Figure 2-4(a)]. Par une technique de compression d'impulsion spatiale (qui sera présentée dans la suite de ce chapitre), il est alors possible de synthétiser une résolution [Figure 2-5(a)] de taille identique à l'antenne de départ (plus l'image de départ brute est floue, plus la résolution finale sera grande).

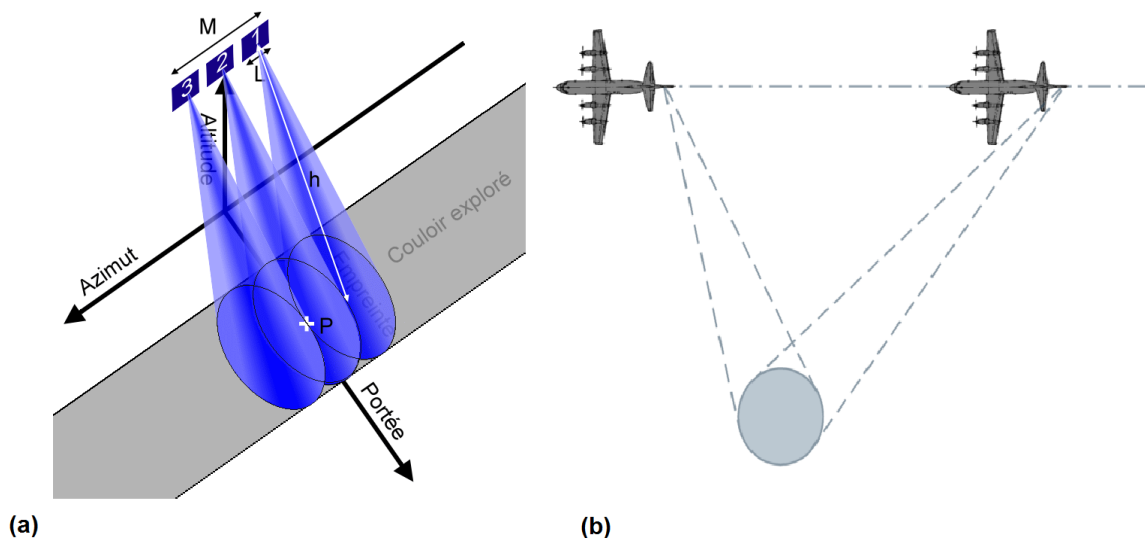


Figure 2-4: Principe des deux principales configurations de la synthèse d'ouverture RADAR. (a) Mode *Stripmap* : l'antenne RADAR est fixe et éclaire un couloir avec le déplacement de l'aéronef. (b) Mode *Spotlight* : afin d'augmenter la résolution, on éclaire une zone d'intérêt sur un plus grand champ angulaire, l'antenne est mobile afin de pointer la même direction.

La première image *stripmap* a été présentée en 1957; depuis cette date la technique s'est considérablement améliorée avec les progrès de l'électronique (et les applications militaires qui ont porté cette technologie). Cependant, l'ouverture avec laquelle on peut balayer le terrain est limitée. En effet, quand l'ouverture augmente, plus la quantité de données à traiter augmente et plus l'énergie émise est diluée (et donc le signal diminue). Afin d'améliorer la résolution, une nouvelle configuration appelée *spotlight* a rapidement été proposée, [Figure

2-4(b)] dans laquelle l'antenne tourne, en même temps que l'aéronef qui la porte, progresse [20]. Il est ainsi possible d'augmenter l'ouverture d'observation. Avec cette méthode, le défaut est que l'on doit se restreindre à une zone précise du terrain (contrairement au *stripmap* qui balaye continûment une bande). En plus des modalités d'imagerie présentées précédemment (monostatiques : les ondes sont émises et reçues par un même aéronef satellite ou avion), il est bien sûr possible de produire des images multistatiques où l'émission et la réception ne se font pas au même endroit [21].

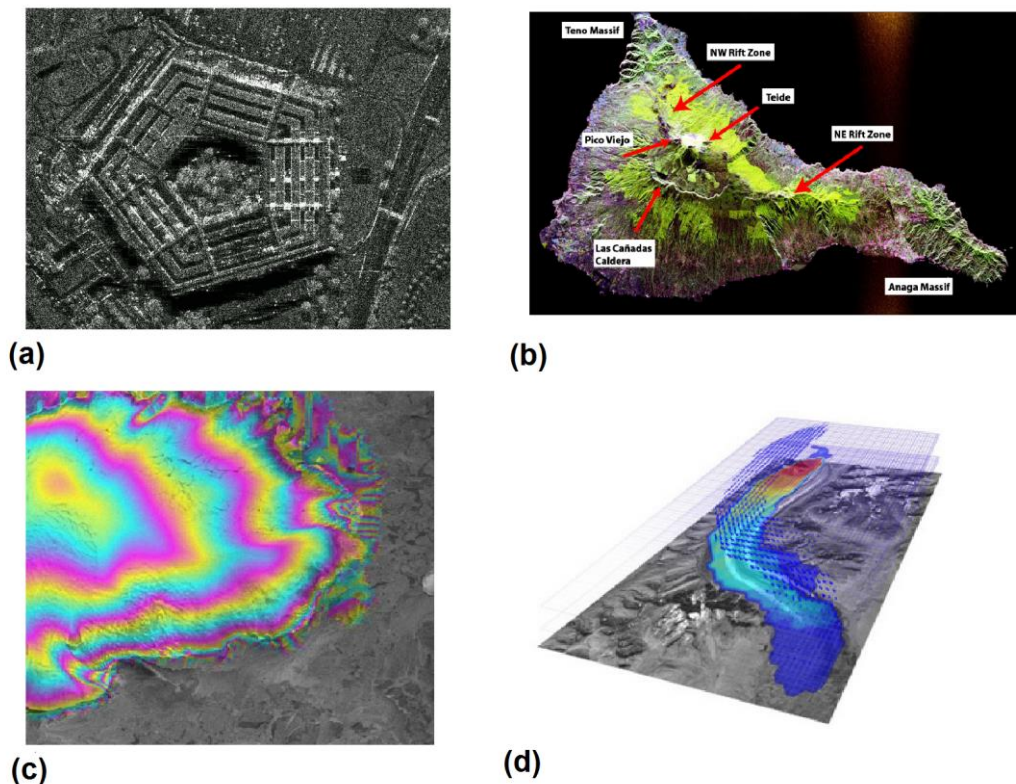


Figure 2-5: Principaux types d'images que l'on peut obtenir avec un dispositif SAR (RADAR à synthèse d'ouverture). (a) Image en amplitude du Pentagone à Washington, image tirée du site internet du Sandia National Laboratories (<http://www.sandia.gov/RADAR/sar.html>). (b) Image polarimétrique : la végétation de l'île de Ténérife aux Canaries est visible en vert (fausses couleurs). (c) Image topographique DEM (Digital Elevation Map) de la calotte glaciaire Austfonna sur l'île de Svalbard en Norvège. (d) Imagerie interférométrique différentielle : nous observons le déplacement du glacier Ruth en Alaska. Les images (c) et (d) sont tirées du site internet du département de géosciences de l'Université d'Oslo (<http://www.mn.uio.no/geo/english/research/groups/remotesensing/>).

En plus des simples images en amplitude [Figure 2-5(a)], il est également possible d'utiliser d'autres données pour avoir d'autres informations. Ainsi en utilisant les informations de polarisation il est, par exemple, possible, d'avoir des informations sur la densité de végétation

[Figure 2-5(b)] ou la nature des sols [18,22]. Pour finir, l'exploitation de la phase des images de synthèse permet de connaître la topographie [Figure 2-5(c)] ou de mesurer les mouvements géologiques (tremblements de terre, glissements de terrains ou avancée des glaciers typiquement), [Figure 2-5(d)]. Plus précisément, la topographie est obtenue par la combinaison de deux mesures SAR prises en même temps mais avec des angles de vue légèrement différents [23] : imagerie dite DEM (Digital Elevation Map) obtenue par effet stéréo. Au contraire, les images des événements géologiques sont obtenues par la technique de l'interférométrie différentielle : [24] où l'aéronef passe au même endroit mais avant et après une certaine durée ou événement. Le déplacement est alors directement donné par les franges d'interférences entre les deux images SAR.

d) Cristallographie

Depuis les travaux de Laue en 1913 [25], les rayons X sont utilisés en cristallographie afin de résoudre la géométrie et la structure des cristaux (minéraux ou protéines cristallisées). En effet ceux-ci ont des longueurs d'onde entre 0,1 et 2500 angström (de 5 à 100 keV) et sont donc tout à fait adaptés pour produire des images à l'échelle de la dimension atomique. De même que, pour l'imagerie RADAR, dans ces gammes de longueur d'onde, il est difficile de fabriquer des optiques permettant de focaliser le faisceau, quand on veut obtenir la résolution nécessaire pour résoudre les cristaux (en fait c'est la densité électronique qui est mesurée en rayons X par simple diffusion Rayleigh). Nous avons vu précédemment qu'une solution est d'utiliser la synthèse d'ouverture, c'est-à-dire de faire diffracter le cristal, de mesurer l'amplitude et la phase des ondes diffractées sur toute l'ouverture que l'on veut synthétiser (ce qui va fixer la résolution finale), [Figure 2-3(a)]. La densité électronique finale est en effet liée à l'amplitude de la figure de diffraction par simple transformée de Fourier. C'est grâce à l'essor de la diffraction aux rayons X, dû notamment à l'arrivée des synchrotrons permettant des rayonnement de plusieurs ordres de grandeur au-dessus que ceux des tubes à rayons X, que de nombreux domaines tels que la biologie structurale ont pris leur essor [Figure 2-6].

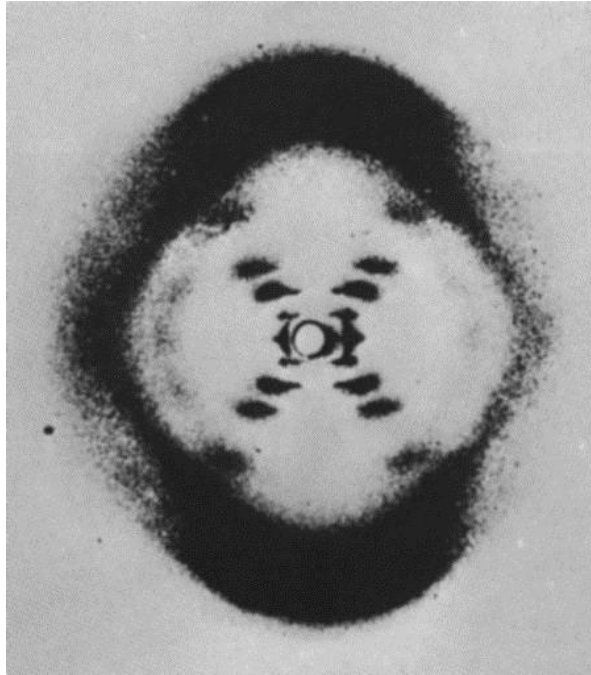


Figure 2-6: Cliché de diffraction aux rayons X d'ADN cristallisé, cliché dû principalement à Rosalind Franklin et Maurice Wilkins du King's College, obtenu en 1953. Cette image a démontré la structure en double hélice de l'ADN. Le caractère discret (ensemble de pics) de la figure de diffraction provient de la périodicité dans le cristal.

Une difficulté que l'on rencontre avec les rayons X, est qu'il n'est, bien sûr, pas possible de mesurer la phase en temps réel comme avec le RADAR, pas plus qu'il n'est possible de réaliser un montage holographique par simple recouvrement avec une onde de référence [Figure 2-3(b)]. Cependant, en l'absence des informations de phase, en réalisant la transformée de Fourier inverse de l'intensité des pics de diffraction directement, nous aboutissons à la fonction d'autocorrélation du cristal (fonction de Patterson) [26] et il est donc possible d'avoir des informations sur les distances interatomiques au sein du cristal.

Afin de récupérer les informations de phase et la structure cristalline complète, plusieurs méthodes itératives ont été proposées :

- La méthode de l'atome lourd [26,27] : si, au sein du motif cristallin, un atome est plus lourd que les autres, il est facile en utilisant la fonction de Patterson, de déterminer leurs positions relatives. En affectant initialement les phases que l'on aurait, si seuls les atomes lourds étaient présents, et en corrigeant de manière itérative ces phases, il est alors possible de reconstituer toute la structure restante.
- Les méthodes « directes » [26,28] : ces méthodes développées dans les années 1940 par Hauptman et Karle consistent à utiliser les informations, *a priori* sur la densité

électronique (comme sa positivité ou sa répartition ponctuelle). Par calcul mathématique, il est alors possible de reconstruire la phase et la structure. Ce sont des méthodes similaires dans l'idée, à ce qui est fait dans [13] en optique.

- La méthode multi-spectrale MAD (Multi-Wavelength Anomalous Diffraction) [26,29] : cette méthode est utilisée pour résoudre la structure de protéines où la méthode de l'atome lourd est inopérante (trop d'atomes légers pour que les atomes lourds ressortent dans la fonction de Patterson). Il s'agit de remplacer une position atomique par un atome qui, lorsque la fréquence des rayons X est proche d'une de ses transitions électroniques, en plus de la diffusion Rayleigh, va afficher un phénomène de diffusion dit anomal. Celui-ci est relié à l'augmentation des forces de rappel de l'électron qui entraînent une dissipation et donc une partie imaginaire de la susceptibilité électronique. Ce terme est fortement dépendant de la longueur d'onde, (en tout cas par rapport au terme de diffusion Rayleigh classique). En utilisant plusieurs longueurs d'ondes d'éclairage, il va ainsi être possible de lever l'indétermination, sur la phase diffractée par les nouveaux atomes. On peut ensuite déduire le reste de la structure, de la même façon que pour les atomes lourds.

La méthode par calcul du transport de l'intensité [30] : elle est analogue à l'une des techniques utilisées en optique qui a été déjà présentée [11,12]. Il s'agit, par une mesure de la diffraction en intensité, dans plusieurs plans, de retrouver la phase par calculs itératifs.

e) La synthèse d'ouverture par la méthode LOFI

Ce chapitre s'appuie essentiellement sur les deux articles [Annexe G et Annexe H]. Nous avons vu, dans le chapitre précédent, que le montage LOFI présente de nombreux atouts pour l'imagerie, à travers les milieux diffusants, comme sa haute sensibilité (au bruit de photons) ou son caractère auto-aligné. Afin de résoudre le problème de la conservation de la résolution en profondeur, au-delà de la distance de travail, nous combinons, dans ce chapitre, la synthèse d'ouverture optique avec le LOFI. La configuration utilisée est basée sur la Synthèse d'Ouverture RADAR (SAR) que nous avons évoquée précédemment. Cette configuration en rétro-réflexion est en effet tout à fait adaptée au LOFI ; dans toute la suite, par Synthèse d'Ouverture (SA), nous entendons, en configuration de rétro-réflexion. Nous rappelons que la méthode SAR consiste à balayer la cible avec un faisceau défocalisé (parce qu'on se trouve au-delà de la distance de travail en optique et parce qu'on ne peut pas focaliser un faisceau en RADAR). Grâce à une double information amplitude-phase, il est possible de refocaliser

numériquement l'image obtenue, afin d'obtenir une résolution finale régie par l'ouverture sous laquelle est balayé le faisceau [Figure 2-4]. Dans le domaine optique, cette technique a été réalisée pour la première fois, dans les années 1990, d'abord avec des lasers à CO₂ [31], puis plus tard avec des lasers à solides [32-34] sous le nom de Synthèse d'Ouverture Laser (connu sous l'acronyme SAL pour Synthetic Aperture LADAR). Dans tous ces précédents travaux, le balayage de la cible et le processus de synthèse étaient en réalité accomplis uniquement dans une seule direction (comme expliqué précédemment pour le SAR), le « *cross-range* » ou « azimut » [Figure 2-4], l'amélioration de la résolution se faisant par télémétrie dans l'autre direction (« *range* » ou « portée »). Cette télémétrie est réalisée par simple mesure de temps de vol d'une impulsion, ou bien d'un balayage en longueur d'onde (*i.e.* d'un chirp équivalent à un pulse après un algorithme de compression d'impulsion). Dans cette direction, on bénéficie donc d'une résolution spatiale correspondant à la durée du pulse (inverse du contenu fréquentiel pour le chirp) multipliée par la vitesse de la lumière. La résolution finale dans les deux directions est donc différente et il en résulte donc une anisotropie de la fonction d'étalement du point (PSF). De plus, jusqu'à maintenant, dans toutes les configurations SAL, c'était la cible qui était déplacée par rapport au laser qui restait fixe [32-34]; cela limitait considérablement la vitesse d'acquisition et générait des vibrations. En 2005 [35], un montage a cependant été proposé dans lequel, au contraire, l'objet est fixe et le laser se déplace via une fibre optique. Malheureusement, le défaut de cette configuration est son importante complexité de mise en œuvre (la phase est très sensible aux mouvements de la fibre) et le caractère anisotrope de la PSF qui persiste (à cause du balayage dans une seule direction).

Dans cette thèse, nous proposons un montage basé sur un balayage en deux dimensions par des miroirs galvanométriques. Celui-ci nous permet d'obtenir, d'une part un balayage avec un bruit de phase réduit, et d'autre part une résolution finale isotrope obtenue par une synthèse d'ouverture dans les deux directions. Dans la partie sur la SAR, nous avons évoqué deux configurations couramment utilisées le « *stripmap* » [Figure 2-4(a)] et le « *spotlight* » [Figure 2-4(b)]. Dans le premier cas, la cible est balayée avec une ouverture correspondant à celle du faisceau et il s'ensuit une résolution attendue proche du waist r du laser. Dans le cas de la deuxième configuration, cette ouverture angulaire de balayage de la cible est maximisée, en tournant l'antenne vers l'objet au fur et à mesure du balayage. Dans ce chapitre, nous proposons deux configurations de notre microscope LOFI, inspirée chacune, de ces deux configurations : la première est basée sur un faisceau qui balaye la cible en translation (mode *stripmap*) et l'autre est basée sur un faisceau laser qui balaye la cible en rotation (mode

spotlight). Dans les deux cas, l'image acquise est floue, puis refocalisée numériquement par un filtrage adapté après acquisition. Nous allons voir que la configuration en rotation est équivalente, en terme de résolution, à une lentille à focale variable et de diamètre constant égal à celui du miroir galvanométrique. Elle a donc, comme avantage, de pouvoir faire de la haute résolution sans lentille, au détriment du nombre de photons détectés et de la résolution qui se dégrade avec la profondeur d'exploration. Pour finir, nous montrerons que la configuration en translation est, elle, équivalente à une lentille à focale variable, mais cette fois-ci d'ouverture constante. L'avantage de cette configuration, est que la résolution est invariante avec la profondeur d'exploration. Le bilan photométrique se dégrade également moins rapidement avec la profondeur. Ces avantages sont cependant obtenus au prix d'un temps d'acquisition de l'image brute, plus élevé. Le montage en rotation est donc plus adapté pour faire de l'imagerie sans lentille, de près, et à haute résolution, tandis que le montage en translation est plus adapté à notre problématique initiale : prolonger, tout en préservant la résolution, la profondeur accessible, au-delà de la distance de travail de l'objectif de microscope.

Dans un premier temps, nous présentons les deux dispositifs expérimentaux (SA-LOFI en rotation et en translation) et nous introduisons les paramètres utilisés qui leur sont associés. Dans une deuxième partie, nous décrivons, en détails, le processus de synthèse d'ouverture numérique, notamment sur les aspects résolution. Pour finir, dans une troisième et dernière partie, nous décrivons l'aspect photométrique des deux dispositifs. Un calcul précis du temps d'acquisition sera aussi présenté. Le dispositif en translation a totalement été développé et étudié durant cette thèse, tandis que le dispositif en rotation s'appuie en grande partie (seul l'aspect résolution et photométrique est nouveau) sur le travail réalisé durant une précédente thèse réalisée au LIPhy [36-38]. Le travail présenté sur le dispositif en rotation est fortement inspiré de l'Annexe G, tandis que celui sur le dispositif en translation l'est de l'Annexe H.

2) La synthèse d'ouverture LOFI : dispositifs expérimentaux

a) Dispositif de balayage en rotation

La Figure 2-7 décrit le dispositif de synthèse en rotation. Nous rappelons brièvement le dispositif LOFI : la source utilisée est un microlaser Nd :YVO₄ émettant à $\lambda = 1064 \text{ nm}$ et de puissance P_{out} maximale de 85 mW . Ce laser est pompé par une diode laser à 810 nm . Le

L'amplitude et la phase issues de la détection synchrone constituent le signal LOFI. Expérimentalement, les images LOFI sont obtenues après un balayage pixel par pixel de toute la cible, le balayage se faisant ligne par ligne. Le lien entre la position angulaire des miroirs et l'axe du laser au niveau de la cible est donné par :

$$\begin{aligned} x &= 2\alpha_x (d_{rot} + L_{rot}) \\ y &= 2\alpha_y L_{rot} \end{aligned} \quad (2-1)$$

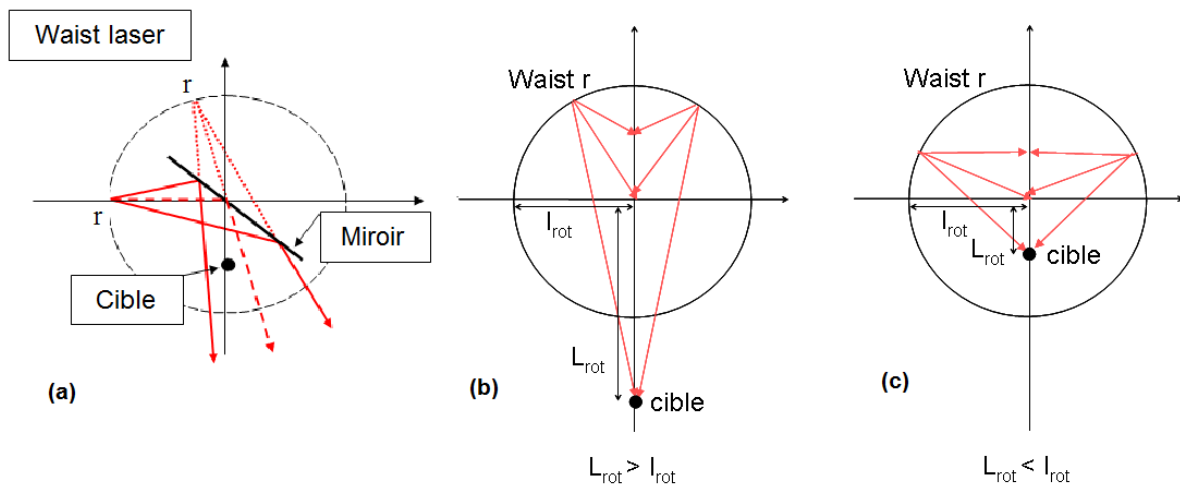


Figure 2-8 : Exploration angulaire de la cible lorsque les miroirs galvanométriques bougent. (a) Schéma déplié du dispositif. (b) Exemple où $L_{rot} > l_{rot}$. c) Exemple où $L_{rot} < l_{rot}$. Il est clair que l'ouverture angulaire d'exploration de la cible augmente avec le rapport l_{rot}/L_{rot} (la résolution après synthèse s'améliore). r désigne le waist du laser.

Nous voyons [Figure 2-8] qu'avec un tel dispositif, l'ouverture angulaire d'interrogation de la cible dépend des différents paramètres (r, l_{rot}, L_{rot} notamment) et que, comme pour la configuration *spotlight* en RADAR [Figure 2-4(b)], la direction d'éclairage suit en partie la cible. Moyennant le choix des bons paramètres, il est clair que la résolution finale peut potentiellement être très importante (typiquement lorsque: $l_{rot} \gg L_{rot}$).

b) Dispositif de balayage en translation

Comme son nom l'indique, pour faire de la synthèse en translation, nous avons besoin d'un dispositif qui permette d'obtenir un waist laser qui se déplace en translation. Les deux miroirs sont d'abord conjugués par un système de télescope formé par deux lentilles [Figure 2-9]. Les axes des miroirs M'_x (image de M_x par le télescope) et M_y sont dans le même plan. Il suffit

alors de placer ces deux axes dans le plan focal objet de l'objectif L_5 afin d'induire un mouvement de translation du faisceau derrière l'objectif [Figure 2-9, Figure 2-10].

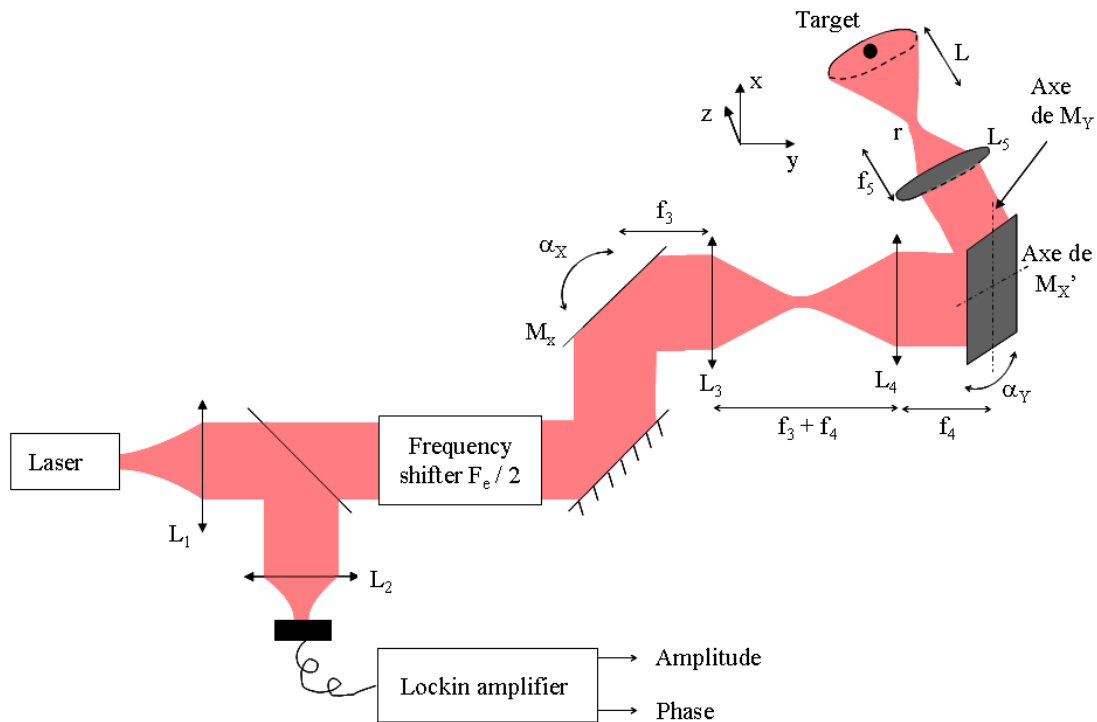


Figure 2-9 : Schéma expérimental du système LOFI basé sur la synthèse par translation. La source est un microlaser continu Nd :YVO₄ pompé à 810 nm par diode laser et collimaté avec une lentille L_1 . Une lame séparatrice BS envoie 10% du faisceau sur une photodiode connectée à une détection synchrone qui donne accès à l'amplitude et à la phase du signal. Le décalage en fréquence se fait par l'intermédiaire de deux modulateurs acousto-optiques qui induisent un décalage aller-retour égal à $F_e = 3$ MHz. Le plan X-Y est balayé grâce à deux miroirs galvanométrique M_x et M_y conjugués via un télescope (M_x' désigne l'image de M_x à travers le télescope) formé par les lentilles L_3 et L_4 de focales respectives f_3 et f_4 . Pour finir, α_x et α_y sont les positions angulaires des miroirs M_x et M_y et L_{trans} est la distance entre le waist et le plan que l'on souhaite imager.

Les deux lentilles formant le télescope L_3 et L_4 possèdent la même focale $f_3 = f_4 = 50$ mm et possèdent donc un grandissement et grossissement angulaire de 1. L'objectif (L_5) est pris, lui, avec une focale $f_5 = 25$ mm et permet de convertir le mouvement angulaire du faisceau derrière les miroirs, en un mouvement de translation, et de focaliser le faisceau sur un waist $r \approx 13$ μm . Afin de simplifier notre problème, nous pouvons nous placer dans le cadre de l'approximation paraxiale et considérer un faisceau Gaussien. La relation entre la position

angulaire (α_x, α_y) des miroirs et la position (x, y) du laser est alors simplement donnée par la relation :

$$\begin{aligned} x &= 2f_5\alpha_x \\ y &= 2f_5\alpha_y \end{aligned} \quad (2-2)$$

De la même façon que pour le montage en rotation, des imprécisions mécaniques créent un léger décalage (d_x, d_y) entre l'axe du faisceau laser et celui des miroirs galvanométriques. En conséquence, il y a un angle (α_x, α_y) entre l'axe optique de l'objectif et l'axe du faisceau [Figure 2-10] :

$$\begin{aligned} \theta_x &= \frac{d_x}{f_5} \\ \theta_y &= \frac{d_y}{f_5} \end{aligned} \quad (2-3)$$

Pour simplifier les notations, dorénavant, nous notons f_5 simplement f .

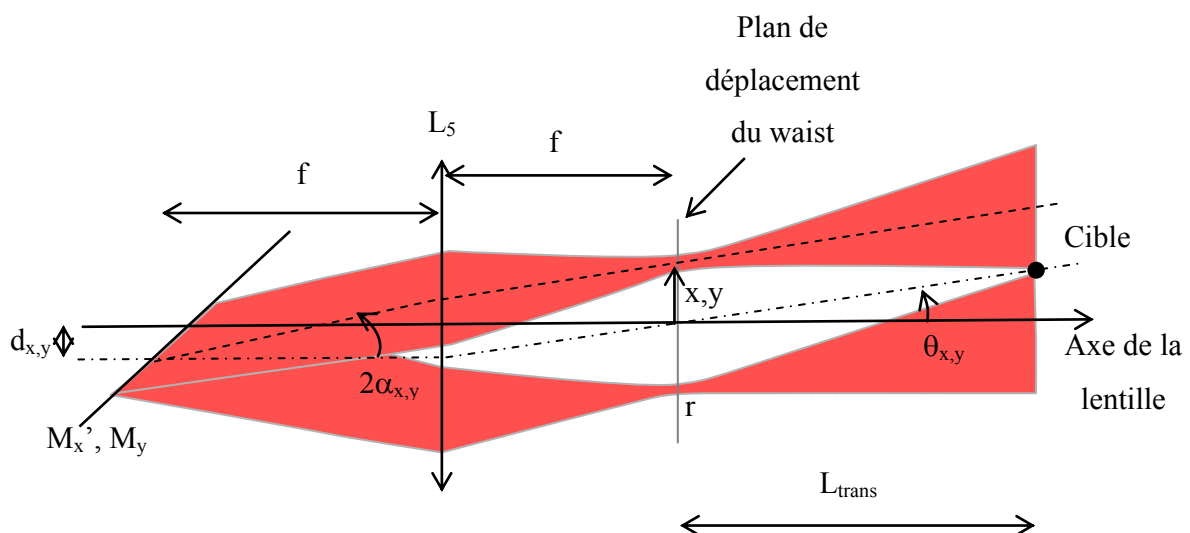


Figure 2-10 : Zoom sur le dispositif de balayage déplié après les miroirs galvanométriques. Le faisceau collimaté est focalisé par l'objectif L_5 pour former un waist $r = 13 \mu\text{m}$. Les deux axes des miroirs M_x (image du M_x à travers le télescope [Figure 2-9]) et M_y sont tous deux dans le plan focal objet de l'objectif). Ceci implique un déplacement du waist dans le plan focal image de L_5 . d_x et d_y désignent l'écart entre l'axe du laser et l'axe optique. α_x et α_y sont les positions angulaires des miroirs galvanométriques. θ_x et θ_y sont les angles entre l'axe du faisceau et l'axe optique de l'objectif de les deux directions.

Sur cette figure, nous pouvons voir très nettement que le balayage de la cible se fait avec un angle correspond à l'ouverture numérique du faisceau. Ceci laisse donc présager une résolution finale, qui, après synthèse sera de l'ordre de r (le waist du laser), comme pour les balayages RADAR en *stripmap* [Figure 2-4(a)].

3) Résolution : performances théoriques et expérimentales

Nous décrivons maintenant comment passer de l'image brute (*i.e.* floue) à une image de synthèse nette. Seuls les aspects de résolution sont abordés pour l'instant. Dans la partie précédente, nous avons évoqué les légers décalages qui peuvent exister entre l'axe des miroirs galvanométriques et l'axe du laser (alignements imparfaits). Dans le cas de la synthèse en translation, l'effet de ce décalage est de centrer la distribution angulaire d'éclairage de la cible autour d'un angle moyen θ_x, θ_y [Figure 2-10] où ces angles sont donnés par l'Eq. (2-3) dans le cas de la synthèse en translation. Il en est de même pour la synthèse en rotation. Il est donc clair, dans les deux cas, que la valeur de l'ouverture angulaire d'exploration ne change pas et donc que la résolution finale que l'on peut espérer après synthèse, ne dépend pas de ces décalages. Pour cette raison et afin d'alléger les notations, nous supposons dans ce qui suit que $d_x = d_y = 0$ et $\theta_x = \theta_y = 0$. De même, nous supposons aussi que le faisceau laser issu de la source est gaussien et paraxial.

a) Dispositif de balayage en rotation

Lorsque l'on balaye une cible ponctuelle avec le faisceau défocalisé [Figure 2-7] situé à une distance L_{rot} du dernier miroir galvanométrique, la réponse brute spatiale à une cible ponctuelle (PSF) $h_{rot,R}(x, y, l_{rot}, d_{rot}, L_{rot})$ est donnée par [37]. Plus précisément, il s'agit du carré du champ électrique au niveau de la cible (le carré à cause du couplage retour).

$$\begin{aligned}
& h_{rot,R}(x, y, l_{rot}, d_{rot}, L_{rot}) \\
& \propto \left[\exp\left(-\frac{\pi^2 r^2 (x^2 + y^2)}{\lambda^2 (l_{rot} + d_{rot} + L_{rot})^2}\right) \exp\left(j \frac{\pi}{(l_{rot} + d_{rot} + L_{rot})} \left(\frac{l_{rot} x^2}{L_{rot} + d_{rot}} + \frac{(l_{rot} + d_{rot}) y^2}{L_{rot}}\right)\right) \right]^2 \\
& \propto \exp\left(-\frac{(x^2 + y^2)}{RES_{rot,R}(l_{rot}, d_{rot}, L_{rot})^2}\right) \\
& \times \exp\left(j \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{x^2}{2R_{rot,R,x}(l_{rot}, d_{rot}, L_{rot})} + \frac{y^2}{2R_{rot,R,y}(l_{rot}, d_{rot}, L_{rot})}\right)\right)
\end{aligned} \tag{2-4}$$

Nous avons choisi de noter cette PSF $h_{rot,R}$, au lieu de r_{eff} pour garder une cohérence avec les notations dans les articles correspondants [37], [Annexe G]. Dans cette expression, les paramètres $RES_{rot,R}$, $R_{rot,R,x}$ et $R_{rot,R,y}$ sont donnés par :

$$\begin{aligned}
RES_{rot,R}(l_{rot}, d_{rot}, L_{rot}) &= \frac{\lambda(l_{rot} + d_{rot} + L_{rot})}{\pi r \sqrt{2}} \\
R_{rot,R,x}(l_{rot}, d_{rot}, L_{rot}) &= \frac{(l_{rot} + d_{rot} + L_{rot})(d_{rot} + L_{rot})}{2l_{rot}} \\
R_{rot,R,y}(l_{rot}, d_{rot}, L_{rot}) &= \frac{(l_{rot} + d_{rot} + L_{rot})(L_{rot})}{2(l_{rot} + d_{rot})}
\end{aligned} \tag{2-5}$$

Nous avons finalement une PSF brute qui correspond à un front d'onde de rayon $RES_{rot,R}$ et de rayon de courbure $R_{rot,R,x}$ dans la direction X et $R_{rot,R,y}$ dans la direction Y. Il nous semble important de préciser que dans la référence [37], ainsi que dans tous les articles publiés par notre équipe sur la synthèse en rotation, il y a une erreur d'un facteur $\sqrt{2}$ en ce qui concerne $RES_{rot,R}(l_{rot}, d_{rot}, L_{rot})$, à cause de l'oubli du couplage retour dans la cavité laser; celle-ci a été corrigée dans ce manuscrit. Nous pouvons obtenir la transformée de Fourier $\tilde{H}_{rot,R}(\mu, \nu, l_{rot}, d_{rot}, L_{rot})$ de $h_{rot,R}(x, y, l_{rot}, d_{rot}, L_{rot})$ où (μ, ν) désignent les coordonnées en fréquence spatiale associées à (x, y) [38] :

$$\begin{aligned}
& \tilde{H}_{rot,R}(\mu, \nu, l_{rot}, d_{rot}, L_{rot}) \\
& \propto \exp\left(-\frac{\mu^2}{\Delta\mu_{rot}(L_{rot}, d_{rot}, L_{rot})^2} + \frac{\nu^2}{\Delta\nu_{rot}(L_{rot}, d_{rot}, L_{rot})^2}\right) \\
& \times \exp\left(-j\pi\lambda\left(R_{rot,R,x}(L_{rot}, d_{rot}, L_{rot})\mu^2 + R_{rot,R,y}(L_{rot}, d_{rot}, L_{rot})\nu^2\right)\right)
\end{aligned} \tag{2-6}$$

Dans cette expression, $\Delta\mu_{rot}$ et $\Delta\nu_{rot}$ désignent la largeur spectrale de la PSF dans les directions X et Y [37]:

$$\begin{aligned}\Delta\mu_{rot} &= \frac{\sqrt{2}l_{rot}}{\pi(L_{rot} + d_{rot})} \\ \Delta\nu_{rot} &= \frac{\sqrt{2}(l_{rot} + d_{rot})}{\pi L_{rot}}\end{aligned}\quad (2-7)$$

Il est intéressant, à ce stade, de donner une interprétation plus physique du contenu fréquentiel de la PSF : chaque point (μ, ν) correspond à un angle d'éclairage de la cible. $\tilde{H}_{rot,R}$ représente donc la décomposition en ondes planes de la PSF. $\Delta\mu_{rot}, \Delta\nu_{rot}$ sont directement reliées à l'ouverture angulaire d'observation du signal (largeur de $\tilde{H}_{rot,R}$). Nous retrouvons les résultats géométriques et intuitifs précédents [Figure 2-10] montrant que cette ouverture de synthèse est reliée au rapport l_{rot}/L_{rot} ainsi qu'à r bien entendu (ouverture du faisceau de départ). Dans [37], les mêmes calculs précédents ont été faits en prenant en compte d'un éventuel décalage du laser par rapport aux miroirs ($d_x, d_y \neq 0$); ces calculs ont montré que $\tilde{H}_{rot,R}$ est simplement centré autour d'une fréquence non nulle. En effet, le peigne d'éclairage de la cible est incliné, induisant un effet Doppler pour l'angle central. Dans cet article, $\Delta\mu_{rot}, \Delta\nu_{rot}$ ne dépendent pas en revanche de d_x et d_y , ce qui justifie le fait de ne pas les prendre en compte dans nos calculs. Le dernier terme de l'Eq. (2-6) constitue un déphasage quadratique entre les ondes planes contenues dans le signal, ce qui est caractéristique d'une défocalisation (ce qui est cohérent puisque l'acquisition se fait avec un faisceau défocalisé). Plus quantitativement, ce terme exprime une défocalisation sur une distance $R_{rot,R,x}$ dans la direction X et $R_{rot,R,y}$ dans la direction Y, comme indiqué précédemment.

En éliminant ce terme de phase, il est donc possible de refocaliser numériquement l'image brute. Concrètement, il suffit de multiplier dans l'espace de Fourier, $\tilde{H}_{rot,R}$ par le complexe conjugué du terme de défocalisation de l'Eq. (2-6) (simple terme de phase) :

$$\begin{aligned}&\tilde{H}_{retroprop}(\mu, \nu, R_{rot,R,x}(l_{rot}, d_{rot}, L_{rot}), R_{rot,R,y}(l_{rot}, d_{rot}, L_{rot})) \\ &= \exp(j\pi\lambda(R_{rot,R,x}(l_{rot}, d_{rot}, L_{rot})\mu^2 + R_{rot,R,y}(l_{rot}, d_{rot}, L_{rot})\nu^2))\end{aligned}\quad (2-8)$$

Nous avons expliqué un peu plus tôt que la PSF brute $h_{rot,R}$ correspondait à un front d'onde de rayon $RES_{rot,R}$ et de rayon de courbure $R_{rot,R,x}$ dans la direction X et $R_{rot,R,y}$ dans la direction Y. $\tilde{H}_{retroprop}(\mu, \nu, R_{rot,R,x}(l_{rot}, d_{rot}, L_{rot}), R_{rot,R,y}(l_{rot}, d_{rot}, L_{rot}))$ correspond à la fonction de transfert de l'espace libre sur une distance $R_{rot,R,x}$ selon X et $R_{rot,R,y}$ selon Y qui permet de retrouver une image focalisée. Après filtrage numérique, nous obtenons le signal synthétique $\tilde{H}_{rot,SA}(\mu, \nu, l_{rot}, d_{rot}, L_{rot})$ dans l'espace de Fourier :

$$\begin{aligned} & \tilde{H}_{rot,SA}(\mu, \nu, l_{rot}, d_{rot}, L_{rot}) \\ &= \tilde{H}_{rot,R}(\mu, \nu, l_{rot}, d_{rot}, L_{rot}) \tilde{H}_{retroprop}(\mu, \nu, R_{rot,R,x}(l_{rot}, d_{rot}, L_{rot}), R_{rot,R,y}(l_{rot}, d_{rot}, L_{rot})) \quad (2-9) \\ &\propto \exp\left(-\frac{\mu^2}{\Delta\mu_{rot}(l_{rot}, d_{rot}, L_{rot})^2} + \frac{\nu^2}{\Delta\nu_{rot}(l_{rot}, d_{rot}, L_{rot})^2}\right) \end{aligned}$$

Si nous calculons la transformée de Fourier inverse, nous obtenons la PSF synthétique $h_{rot,SA}(x, y, l_{rot}, d_{rot}, L_{rot})$ dans l'espace direct :

$$\begin{aligned} & |h_{rot,SA}(x, y, l_{rot}, d_{rot}, L_{rot})| = |TF^{-1}(\tilde{H}_{rot,SA})(x, y)| \\ &\propto \exp\left(-\frac{x^2}{RES_{rot,SA,x}(l_{rot}, d_{rot}, L_{rot})^2}\right) \exp\left(-\frac{y^2}{RES_{rot,SA,y}(l_{rot}, d_{rot}, L_{rot})^2}\right) \quad (2-10) \end{aligned}$$

La résolution finale du signal de synthèse possède donc une résolution finale $RES_{rot,SA,x}$ et $RES_{rot,SA,y}$ respectivement dans les directions X et Y :

$$\begin{aligned} RES_{rot,SA,x}(l_{rot}, d_{rot}, L_{rot}) &= \frac{r(d_{rot} + L_{rot})}{\sqrt{2}l_{rot}} \\ RES_{rot,SA,y}(l_{rot}, d_{rot}, L_{rot}) &= \frac{r(L_{rot})}{\sqrt{2}(d_{rot} + l_{rot})} \end{aligned} \quad (2-11)$$

Nous avons bien finalement une résolution synthétique qui s'améliore avec le rapport l_{rot}/L_{rot} comme nous pouvions nous y attendre [Figure 2-8]. Une démonstration expérimentale de synthèse en rotation est présentée sur le Figure 2-11. Plus précisément, nous montrons qu'il est possible de passer de l'image floue [Figure 2-11(c)] à une image nette [Figure 2-11(d)]. L'objet étudié étant constitué de réflecteurs se comportant comme des Dirac (réflecteurs

ponctuels), la taille des billes observées en LOFI donne directement accès à la PSF. Nous comparons la Figure 2-11(b) qui est une image directe sans synthèse où le faisceau est focalisé dans le plan de la cible avec un waist $\approx 7 \mu\text{m}$, et la Figure 2-11(d) qui résulte d'une synthèse avec une résolution théorique du même ordre ($RES_{SA,x} = 5 \mu\text{m}$ et $RES_{SA,y} = 3 \mu\text{m}$).

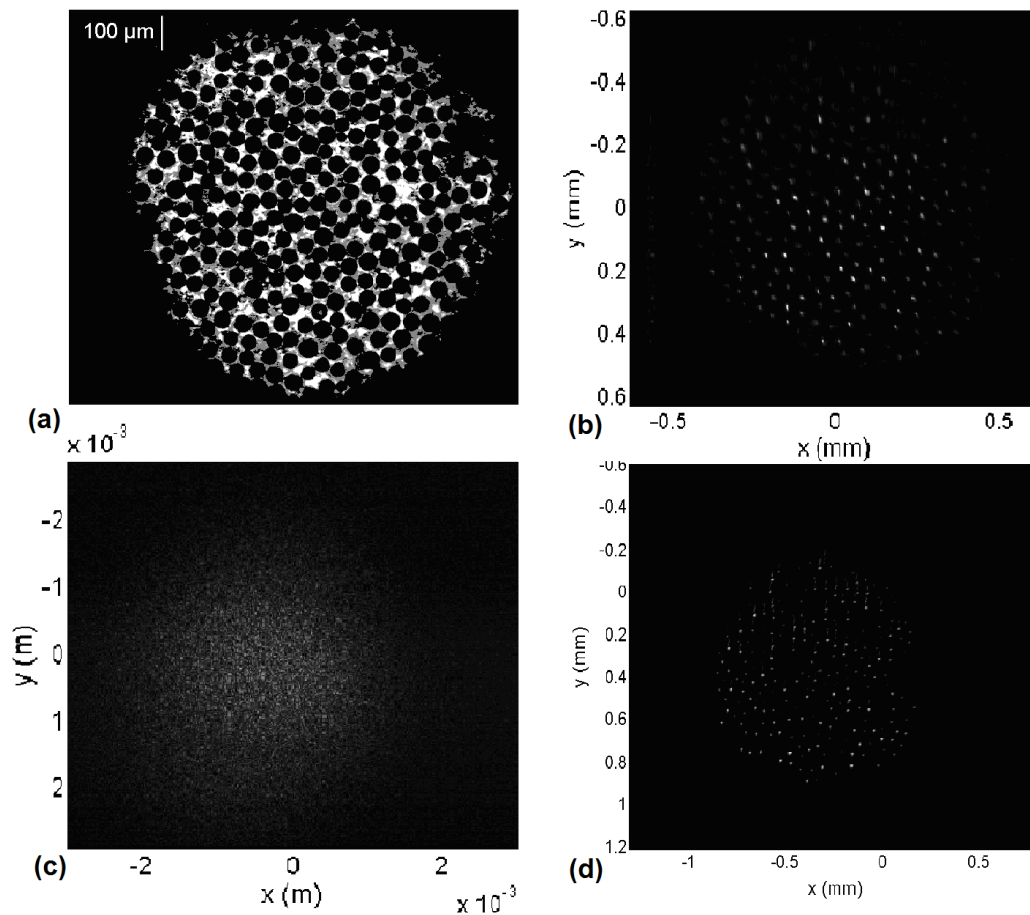


Figure 2-11: Démonstration expérimentale de la synthèse d'ouverture en rotation [Annexe G]. (a) Objet observé sous un microscope classique plein champ en lumière blanche (grandissement $\times 10$) : bande rétro-réfléchissante des gilets jaunes composés de billes de silice de $50 \mu\text{m}$ de diamètre et qui se comportent comme des réflecteurs ponctuels [Annexe G]. Ce tissu est placé derrière un cache de 1 mm de diamètre. (b) Image d'amplitude LOFI directe (pas de synthèse) (taille: 512×512 pixels) de résolution attendue de $7 \mu\text{m}$ isotrope. La puissance du laser est de $P_{\text{out}} = 2 \text{ mW}$. (c) Image brute LOFI (amplitude) de la cible en configuration de synthèse en rotation (2048×2048 pixels). Les paramètres sont $r = 20 \mu\text{m}$, $l_{\text{rot}} = 10 \text{ cm}$, $d_{\text{rot}} = 1 \text{ cm}$ et $L_{\text{rot}} = 2,5 \text{ cm}$. La taille du faisceau au niveau de la cible est de $1,5 \text{ mm}$ environ (billes non résolues). (d) Image après synthèse. Les résolutions attendues dans les deux directions X et Y sont données par $RES_{SA,x} = 5 \mu\text{m}$ et $RES_{SA,y} = 3 \mu\text{m}$ [Eq. (2-11)]. Le meilleur plan de mise au point est obtenu par minimisation d'une métrique [Annexe F].

Nous constatons effectivement que la taille des images des billes (PSF car les billes se comportent comme des dirac) est cohérente avec la théorie. Une remarque que nous pouvons faire, concerne l'anisotropie de la résolution qui est, nous le voyons clairement, due au fait que les deux miroirs galvanométriques ne sont pas confondus ($d_{rot} \neq 0$). Nous verrons qu'il est possible de corriger ce problème avec l'exemple de montage en translation: il suffit d'introduire un système de télescope qui conjugue les deux miroirs (voir partie précédente). Afin de simplifier le problème, par la suite, nous supposerons désormais, $d_{rot} \approx 0$ ce qui donne une symétrie circulaire au problème.

A ce stade, nous avons montré qu'il était possible de refocaliser numériquement l'image brute si nous utilisons le filtre de phase approprié. Dans le contexte de l'imagerie d'une cible 3D (contenant des composantes dans plusieurs plans) nous pouvons nous poser des questions sur l'influence des objets qui ne sont pas dans le plan dans lequel on souhaite se refocaliser numériquement. Plus précisément, si l'on suppose que l'on a un deuxième objet à une distance δ de l'objet sur lequel nous souhaitons nous focaliser [Figure 2-12] la question est : comment le signal flou issu de cet objet va interférer avec celui, net, du premier objet ? Pour modéliser une telle situation, nous notons $\tilde{H}_{rot,SA}(\mu, \nu, l_{rot}, d_{rot} = 0, L_{rot}, L_{rot} - \delta)$ la PSF dans l'espace des fréquences d'un objet à une distance $L_{rot} - \delta$ du miroir M_y dans le cas où l'on refocalise numériquement à une distance L_{rot} . Dans la suite nous pouvons également supposer $d_{rot} \approx 0$ et supprimer ce paramètre de $\tilde{H}_{rot,SA}$ pour simplifier. D'après l'Eq. (2-9), nous avons :

$$\tilde{H}_{rot,SA}(\mu, \nu, l_{rot}, L_{rot}, L_{rot} - \delta) = \tilde{H}_{rot,R}(\mu, \nu, L_{rot} - \delta) \tilde{H}_{retroprop}(\mu, \nu, R_{rot,R}(l_{rot}, L_{rot})) \quad (2-12)$$

Dans cette expression $R_{rot,R}(l_{rot}, L_{rot})$ désigne, dans le cas où $d_{rot} \approx 0$, le rayon de courbure unique dans les deux directions X et Y de $h_{rot,R}(x, y, l_{rot}, L_{rot})$. Afin d'éviter des calculs compliqués et inutiles, il est préférable d'en donner une interprétation physique. Nous rappelons que $h_{rot,R}(x, y, L_{rot} - \delta)$ correspond à un front d'onde de waist

$$RES_{rot,SA}(l_{rot}, L_{rot}) = \frac{rL_{rot}}{\sqrt{2}l_{rot}} \text{ qui est défocalisé sur une distance } R_{rot,R}(l_{rot}, L_{rot} - \delta). \text{ L'Eq. (2-}$$

12) indique que l'on fait subir à ce front d'onde une refocalisation sur une distance $R_{rot,R}(l_{rot}, L_{rot})$. Nous avons donc finalement, après synthèse, un front d'onde qui est

défocalisé sur une distance $R_{rot,R}(l_{rot}, L_{rot}) - R_{rot,R}(l_{rot}, L_{rot} - \delta) \approx \delta(1/2 + L_{rot}/l_{rot})$. Cette expression peut être encore simplifiée dans le cas où nous avons une grande ouverture de synthèse ($L_{rot} \ll l_{rot}$) en $R_{rot,R}(l_{rot}, L_{rot}) - R_{rot,R}(l_{rot}, L_{rot} - \delta) \approx \delta/2$. Nous avons donc :

$$\begin{aligned} |h_{rot,SA}(x, y, l_{rot}, L_{rot}, L_{rot} - \delta)| &= |TF^{-1}(\tilde{H}_{rot,SA}(\mu, \nu, l_{rot}, L_{rot}, L_{rot} - \delta))(x, y)| \\ &\propto \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{RES_{rot,SA}(l_{rot}, L_{rot}, \delta)}\right) \end{aligned} \quad (2-13)$$

Dans cette expression, la résolution $RES_{rot,SA}(l_{rot}, L_{rot}, \delta)$ sur ce deuxième objet est donnée par :

$$\begin{aligned} RES_{rot,SA}(\delta) &= RES_{SA}(l_{rot}, L_{rot}) \sqrt{1 + \left(\frac{\delta}{2Z_{rot,SA}}\right)^2} \\ RES_{rot,SA}(l_{rot}, L_{rot}) &= \frac{rL_{rot}}{\sqrt{2}l_{rot}} \\ Z_{rot,SA}' &= \frac{\pi RES_{rot,SA}(l_{rot}, L_{rot})^2}{\lambda} \end{aligned} \quad (2-14)$$

De plus, nous pouvons réécrire $RES_{rot,SA}(l_{rot}, L_{rot})$ de la façon suivante :

$$\begin{aligned} RES_{rot,SA}(0) &= \frac{rL_{rot}}{\sqrt{2}l_{rot}} = \frac{\lambda}{\pi} \frac{L_{rot}}{\lambda\sqrt{2}l_{rot}} = \frac{\lambda}{\sqrt{2}\pi} \frac{L_{rot}}{W_{Eq}} \\ W_{Eq} &= \frac{\lambda l_{rot}}{\pi r} \end{aligned} \quad (2-15)$$

Finalement à partir des Eqs. (2-14) et (2-15) nous voyons que le système synthétique est équivalent, en terme de résolution, à un objectif de microscope à focale variable L_{rot} et possédant un rayon W_{Eq} à peu près égal à la taille du faisceau laser au niveau du miroir galvanométrique [Figure 2-12].

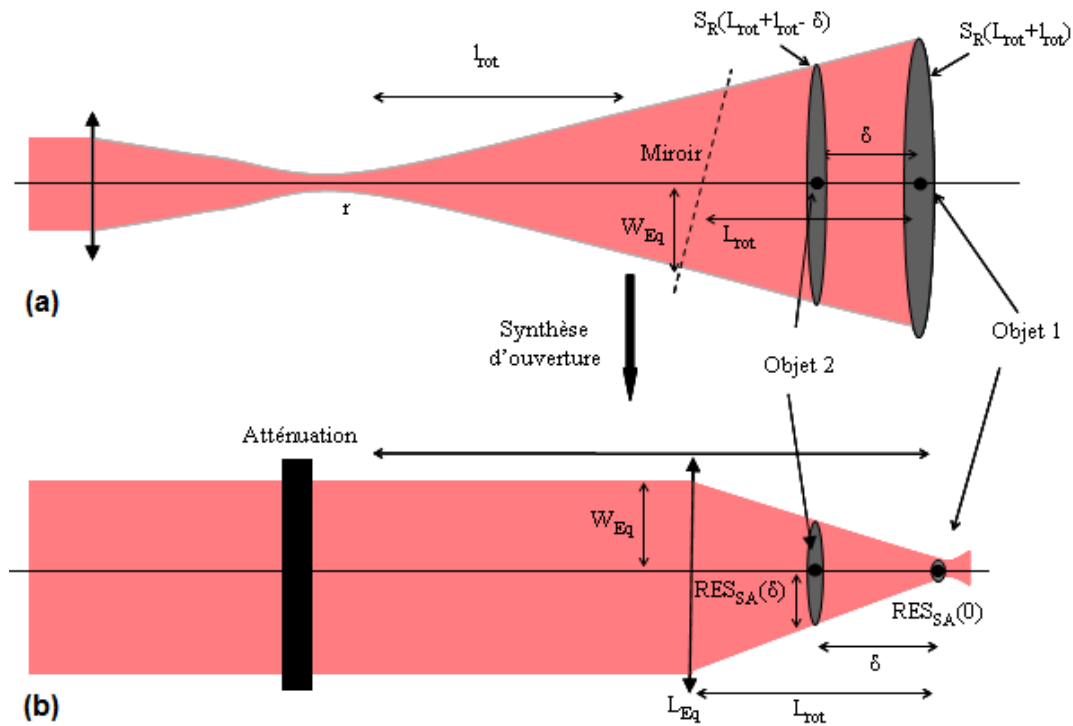


Figure 2-12 : Effet de la synthèse d'ouverture en rotation en terme de résolution. (a) Configuration brute expérimentale (b) Configuration directe équivalente après refocalisation numérique : nous avons une lentille de focale variable L_{rot} et de rayon W_{Eq} constant [Eq. (2-15)]. δ est la distance entre les objets 1 et 2 (la refocalisation numérique se faisant sur l'objet 1). $S_R(l_{rot}+L_{rot})$ et $S_R(l_{rot}+L_{rot} - \delta)$ sont les surfaces du faisceau laser respectivement à une distance $l_{rot}+L_{rot}$ et $l_{rot}+L_{rot} - \delta$ de son waist r . $RES_{SA}(0)$ et $RES_{SA}(\delta)$ sont respectivement les résolutions, après synthèse sur l'objet 1, des objets 1 et 2. Pour finir, W_{Eq} est le rayon équivalent de l'objectif de microscope. L'opération de synthèse s'accompagne d'une perte de sensibilité étudiée dans la partie photométrie [Chapitre 1] et représentée par l'atténuation sur la figure (b).

A l'acquisition, lorsque la distance entre la cible et le dernier miroir galvanométrique L_{rot} est courte, un tel dispositif permet d'obtenir, sans objectif, une très bonne résolution. En effet, le rayon W_{Eq} de l'objectif équivalent, est alors limité par la taille des miroirs galvanométriques. A courte distance miroir-cible L_{rot} , il est donc possible d'obtenir des ouvertures de synthèse considérables. En revanche, le dispositif n'est pas du tout adapté à une imagerie en profondeur car l'objectif équivalent est à rayon constant et non à ouverture constante; la résolution se dégrade donc proportionnellement à L_{rot} [Eq. (2-11)]. Pour pouvoir aller en profondeur, tout en conservant une résolution constante, le dispositif en translation, comme nous allons le voir, est bien meilleur.

Comparé à un dispositif LOFI direct [Figure 2-11], c'est-à-dire focalisé directement dans le plan de la cible, un autre intérêt de la synthèse en rotation est la possibilité d'obtenir des informations tridimensionnelles en une seule acquisition qui, elle, est bidimensionnelle. En effet, nous avons vu que le dispositif en rotation est équivalent à une lentille à focale variable et il est donc possible de refocaliser numériquement dans le plan souhaité après acquisition. Au contraire avec un dispositif direct, une image 3D n'aurait pu être obtenue qu'au prix de nombreux balayages dans chaque tranche de la cible. Il y a cependant une limite à cette imagerie 3D : les objets qui sont dans des plans plus près des miroirs galvanométriques, vont perturber les images des plans plus éloignés. En pratique cette imagerie 3D est plus une imagerie « pseudo 3D » à cause de l'effet d'ombrage : on peut éventuellement produire une image avec une profondeur de champ équivalente, plus grande que la normale mais pas plus. La Figure 2-13 montre un exemple d'image « pseudo 3D » : la cible est composée de 4 fentes qui cachent les billes. Une première fente simple est horizontale et de largeur $350 \mu\text{m}$, située à 4 cm du dernier miroir (M_y) et de trois doubles fentes espacées de respectivement 400 , 600 et $800 \mu\text{m}$ et à 9 cm de M_y .

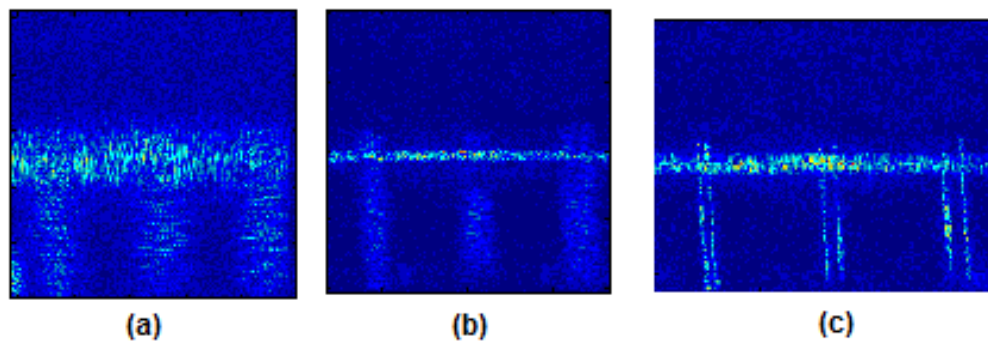


Figure 2-13: Image d'un objet pseudo 3D composé d'une fente horizontale de $350 \mu\text{m}$ de large à 4 cm du miroir M_y et de 3 doubles fentes espacées de respectivement, 400 , 600 et $800 \mu\text{m}$ et situées à une distance de 9 cm de M_y . Derrière ces fentes, se trouvent des billes de silices identiques à celles de la Figure 2-11. (a) Image brute, la taille du faisceau laser est de $1,4 \text{ mm}$ dans le premier plan et de $2,2 \text{ mm}$ dans le deuxième plan (doubles fentes); aucune fente n'est résolue. (b) L'image est refocalisée numériquement dans le premier plan à $L_{\text{rot}} = 4 \text{ cm}$; la résolution théorique est de $20 \mu\text{m}$. (c) L'image est refocalisée numériquement dans le deuxième plan à $L_{\text{rot}} = 9 \text{ cm}$; la résolution théorique est alors de $40 \mu\text{m}$.

Nous constatons effectivement que la fente de $350 \mu\text{m}$ est résolue sur la Figure 2-13(b) tandis que les doubles fentes ne le sont pas. Inversement, lorsque la refocalisation numérique se fait dans le deuxième plan [Figure 2-13(b)], nous voyons clairement les doubles fentes alors que

l'image du premier plan s'est dégradée. Dans cette dernière situation, nous sommes bien dans un cas similaire à la Figure 2-12(b).

b) Dispositif de balayage en translation

De la même façon que pour la synthèse en rotation, nous décrivons l'opération de synthèse en translation [Figure 2-9, Figure 2-10] et [Annexe H]. Tout d'abord, si nous considérons une cible ponctuelle à une distance L_{rot} du waist du laser, la PSF brute est alors donnée par :

$$\begin{aligned} h_{trans,R}(x,y,L_{trans}) &\propto \left[\exp\left(j \frac{2\pi}{\lambda} \frac{x^2 + y^2}{4q_{trans}(L_{trans})} \right) \right]^2 \\ &\propto \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{RES_{trans,R}(L_{trans})^2} \right) \exp\left(j \frac{2\pi}{\lambda} \frac{x^2 + y^2}{2R_{trans,R}(L_{trans})} \right) \end{aligned} \quad (2-16)$$

Cette expression, provient de la symétrie entre l'éclairement de la cible et le couplage des photons rétro-réfléchis avec la cavité laser [Eq. (1-13)]. Nous voyons que la PSF est en fait un front d'onde gaussien où $q_{trans}(L_{trans})$ désigne son rayon de courbure complexe, appelé aussi paramètre complexe du front d'onde, $RES_{trans,R}(L_{trans})$ son rayon et $R_{trans,R}(L_{trans})$ son rayon de courbure. Nous notons que ce front d'onde, contrairement au cas du montage en rotation, est isotrope grâce au système de télescope qui superpose le miroir M_y avec l'image M'_x de M_x . Ces paramètres sont donnés par :

$$\begin{aligned} RES_{trans,R}(L_{trans}) &= \frac{r}{\sqrt{2}} \sqrt{1 + \left(\frac{L_{trans}}{Z_{trans,R}} \right)^2} \\ Z_{trans,R} &= \frac{\pi r^2}{\lambda} \\ R_{trans,R}(L_{trans}) &= \frac{L_{trans}}{2} \left[1 + \left(\frac{Z_{trans,R}}{L_{trans}} \right)^2 \right] = \frac{L_{trans}}{2} \left(1 + \left(\frac{Z_{trans,R}}{L_{trans}} \right)^2 \right) \\ q_{trans,R}(L_{trans}) &= \frac{L_{trans} + jZ_{trans,R}}{2} \end{aligned} \quad (2-17)$$

Dans cette expression, $Z_{trans,R}$ représente la distance de Rayleigh du laser. Dans le cas d'un champ lointain ($L_{trans} \gg Z_{trans,R}$), la rayon de courbure de $h_{trans,R}(x,y,L_{trans})$ se simplifie en

$R_{trans,R}(L_{trans}) = L_{trans}/2$: c'est donc un front d'onde issu d'un waist $RES_{trans,R}(0) = r/\sqrt{2}$ et défocalisé sur une distance $R_{trans,R}(L_{trans}) = L_{trans}/2$. Dans ce cas (champ lointain), il est également aisé et intéressant de faire la transformée de Fourier $\tilde{H}_{trans,R}(\mu, \nu, L_{trans})$ de cette PSF afin d'observer sa décomposition en ondes planes :

$$\begin{aligned} & \tilde{H}_{trans,R}(\mu, \nu, L_{trans}) \\ & \propto \exp\left(-\frac{\mu^2}{\Delta\mu_{trans}^2} - \frac{\nu^2}{\Delta\nu_{trans}^2}\right) \exp\left(-j \frac{\pi L_{trans} \lambda (\mu^2 + \nu^2)}{2}\right) \end{aligned} \quad (2-18)$$

Dans cette expression, $\Delta\mu_{trans} = \Delta\nu_{trans}$ désignent le contenu en ondes planes de la PSF brute. Celui-ci est relié à l'ouverture angulaire d'exploration de la cible et dépend du waist du laser (cette ouverture de synthèse est égale à l'ouverture du faisceau pour un balayage en translation [Figure 2-10]). Nous avons :

$$\Delta\mu_{trans} = \Delta\nu_{trans} = \frac{\sqrt{2}}{\pi r} \quad (2-19)$$

Comme nous l'avons précisé auparavant, le terme de phase de l'Eq. (2-18) est un déphasage entre les différentes ondes planes qui composent $h_{trans,R}(x, y, L_{trans})$ et qui sont caractéristiques d'une défocalisation sur une distance $L_{trans}/2$. En effet, rappelons que la PSF est un front d'onde de waist $RES_{trans,R}(0) = r/\sqrt{2}$ défocalisé sur une distance $L_{trans}/2$. De même que pour la synthèse en rotation, il est donc possible de synthétiser une bonne résolution en rétro-propageant la PSF (sur une distance $L_{trans}/2$). Dans l'espace direct, ceci est fait par simple convolution avec $h_{retroprop}\left(x, y, \frac{L_{trans}}{2}\right)$, réponse impulsionnelle de l'espace libre sur une distance $-L_{trans}/2$ (c'est la transformée de Fourier inverse de $\tilde{H}_{retroprop}\left(\mu, \nu, \frac{L_{trans}}{2}\right)$). Nous obtenons finalement :

$$\begin{aligned} & |h_{trans,SA}(x, y)| = \left| h_{trans,R}(x, y, L_{trans}) * h_{retroprop}\left(x, y, \frac{L_{trans}}{2}\right) \right| \\ & \propto \exp\left(j \frac{2\pi}{\lambda} \frac{x^2 + y^2}{2q_{trans,R}(0)}\right) \propto \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{RES_{trans,SA}^2}\right) \end{aligned} \quad (2-20)$$

La résolution finale après synthèse $RES_{trans,SA}$ est donnée par :

$$RES_{trans,SA} = \frac{r}{\sqrt{2}} \quad (2-21)$$

Nous pouvons remarquer à ce stade que la résolution finale après synthèse est maintenant indépendante de l'éloignement L_{trans} de la cible, pendant l'acquisition brute, contrairement au cas de la synthèse en rotation où la résolution se dégradait linéairement avec L_{rot} [Eq. (2-11)].

La résolution finale, comme attendu, est du même ordre que le waist du laser, à cause de l'égalité entre l'ouverture du faisceau et l'ouverture de balayage (balayage en translation). La Figure 2-14 présente une démonstration expérimentale de la synthèse en translation. Il nous semble intéressant, à ce stade, de préciser les liens entre l'opération de synthèse présentée ici (qui consiste en la convolution du signal brut avec $h_{retroprop}$) et celle que nous avons exposé dans l'introduction (simple transformée de Fourier inverse de la figure de diffraction). En effet nous avons expliqué qu'il y avait une simple relation de transformée de Fourier entre les ondes diffractées et la distribution spatiale des objets [Figure 2-3(a)]. Or, nous faisons ici une simple rétro-propagation de l'image brute, ce qui peut paraître différent d'une transformée de Fourier. En réalité, c'est bien une transformée de Fourier que nous réalisons car l'opération que nous réalisons [Eq. (2-20)]. Celle-ci est juste précédée d'une multiplication par une fonction de phase quadratique (nous faisons une transformée de Fresnel).

De la même façon que nous l'avons fait pour la synthèse en rotation, si l'on suppose que l'on a maintenant un deuxième objet à une distance δ de l'objet sur lequel nous nous focalisons [Figure 2-15], nous nous demandons comment le signal flou issu de cet objet va interférer avec celui, net, du premier objet. Nous introduisons la PSF $h_{trans,SA}(\mu, \nu, L_{rot}, L_{rot} - \delta)$ (où l'on est obligé d'ajouter un dernier paramètre $L_{rot} - \delta$ correspondant à la distance entre le waist du laser et le deuxième objet, après synthèse, dans le plan du premier objet. $h_{trans,SA}(\mu, \nu, L_{rot}, L_{rot} - \delta)$ correspond donc à un front d'onde de waist $r / \sqrt{2}$ défocalisé sur une distance $\delta / 2$.

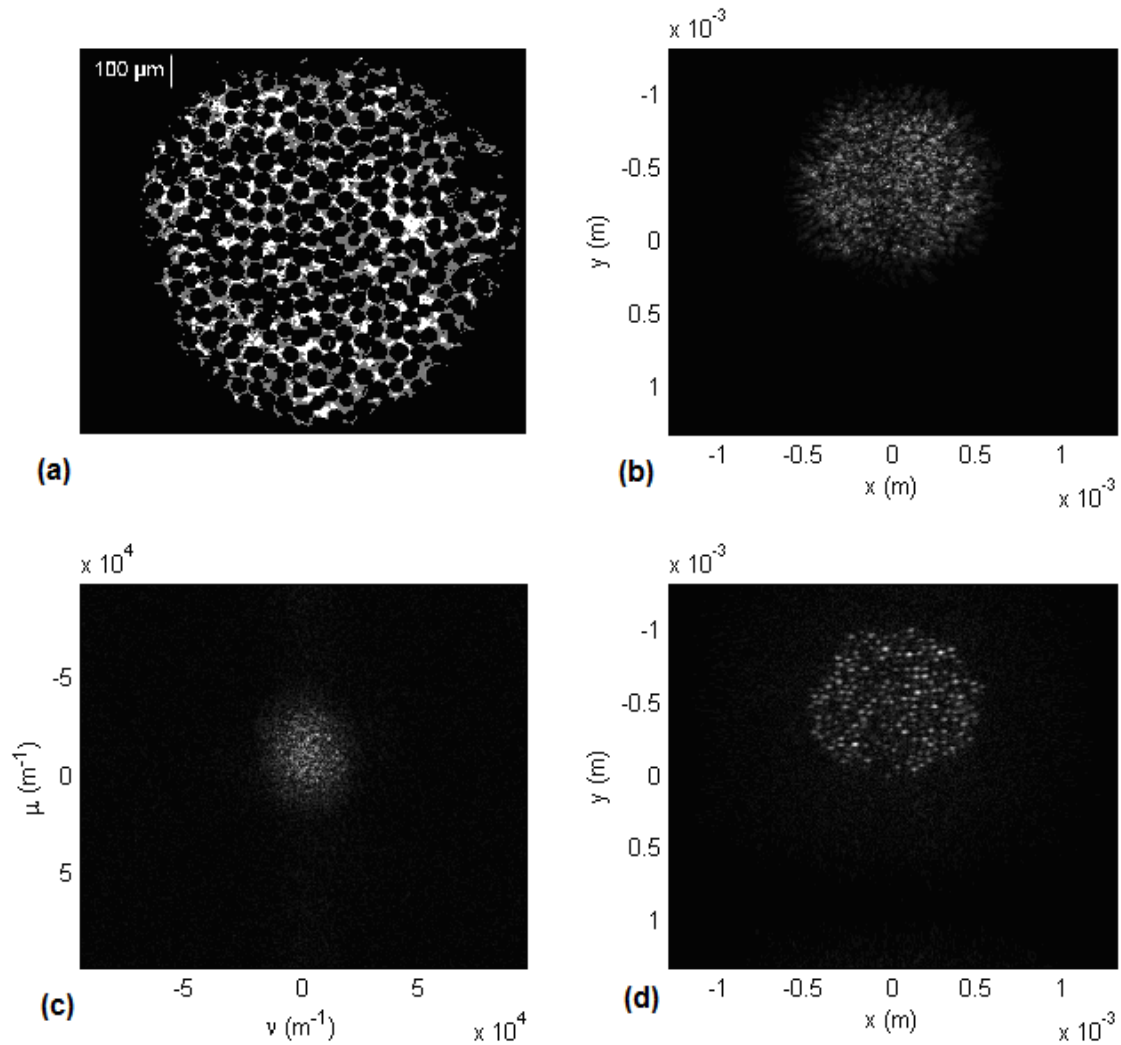


Figure 2-14 : Démonstration expérimentale de la synthèse d’ouverture en translation (a) Objet observé sous un microscope classique plein champ en lumière blanche (grandissement $\times 10$) : bande rétro-réfléctrice des gilets jaunes composés de billes de silice de $50 \mu\text{m}$ de diamètre et qui se comportent comme des réflecteurs ponctuels [Annexe E]. Ce tissu est placé derrière un cache de 1 mm de diamètre. (b) Image brute d’amplitude LOFI, les paramètres sont les suivants : $r = 13,5 \mu\text{m}$, $L_{\text{trans}} = 1 \text{ cm}$, image 512×512 pixels. Le rayon du faisceau au niveau de la cible est de $200 \mu\text{m}$ environ : les billes ne sont pas résolues. (c) Image d’amplitude dans l’espace de Fourier (*i.e.* TF de l’image (b)). (d) Image d’amplitude après synthèse d’ouverture, la résolution attendue est donnée par $\text{RES}_{\text{trans,SA}} = r / \sqrt{2} = 9,5 \mu\text{m}$ [Eq. (2-21)] ce qui semble validé expérimentalement. Le meilleur plan de mise au point est obtenu par minimisation d’une métrique [Annexe F].

Nous avons alors par définition :

$$\begin{aligned}
\left| h_{trans,SA}(x, y, L_{trans}, L_{trans} - \delta) \right| &= \left| h_{trans,R}(x, y, L_{trans} - \delta) * h_{retroprop}\left(x, y, \frac{L_{trans}}{2}\right) \right| \\
&\propto \exp\left(j \frac{2\pi}{\lambda} \frac{x^2 + y^2}{2q_{trans,R}(\delta)} \right) \propto \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{RES_{trans,SA}(\delta)} \right)
\end{aligned} \tag{2-22}$$

Dans cette expression, $RES_{trans,SA}(\delta)$ désigne la résolution (isotrope grâce au système de télescope conjuguant les deux miroirs M_x et M_y) que l'on a sur les objets dans le plan 2, si l'on se focalise numériquement dans le plan 1 [Figure 2-15]. Nous avons finalement :

$$\begin{aligned}
RES_{trans,SA}(\delta) &= RES_{trans,SA} \sqrt{1 + \left(\frac{\delta}{2Z'_{trans,SA}} \right)^2} \\
RES_{trans,SA} &= \frac{r}{\sqrt{2}} \\
Z'_{trans,SA} &= \frac{\pi RES_{trans,SA}^2}{\lambda}
\end{aligned} \tag{2-23}$$

Nous pouvons remarquer que l'on a $RES_{trans,SA}(\delta) = RES_{trans,R}(\delta)$. L'opération de synthèse d'ouverture permet donc de faire varier numériquement la focale de l'objectif tout en conservant son ouverture numérique et sa résolution [Figure 2-15]. Ceci signifie que nous pouvons aller numériquement (et donc après acquisition) au-delà la distance de travail de l'objectif sans perdre en résolution, contrairement au cas du dispositif de synthèse en rotation. Afin de vérifier plus quantitativement la résolution que nous obtenons après synthèse [Eq. (2-23)], nous avons fait varier une image de synthèse des billes de silices [Annexe E] autour de son point de focus optimal. Chacune des billes agissant comme un réflecteur ponctuel, si nous mesurons l'évolution d'une coupe transversale selon la direction X d'une bille, nous pouvons obtenir expérimentalement $RES_{trans,SA}(\delta)$ [Figure 2-16]. Les points expérimentaux ont pu être corrélés sans problème avec la courbe théorique [Eq. (2-23)], ce qui prouve la justesse de nos calculs.

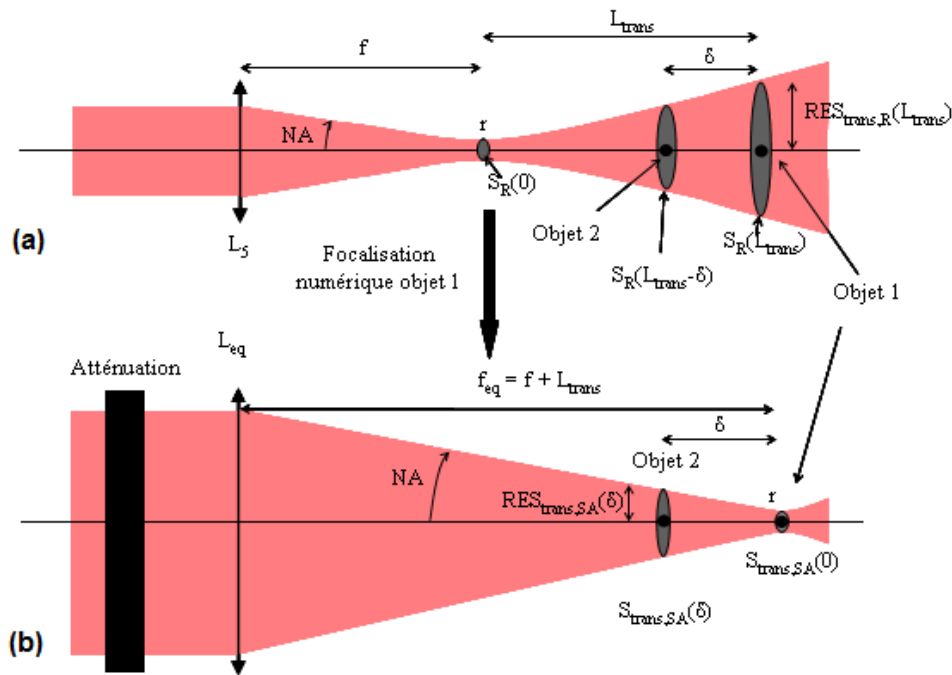


Figure 2-15 : Effet de la synthèse d'ouverture en translation en terme de résolution. (a) Configuration expérimentale brute (b) Configuration équivalente après refocalisation numérique : nous avons une lentille de focale variable de d'ouverture numérique constante [Eq. (2-23)]. δ est la distance entre les objets 1 et 2 (la refocalisation numérique se faisant sur l'objet 1). $S_R(L_{trans})$ et $S_R(L_{trans} - \delta)$ sont les surfaces du faisceau laser, respectivement, à une distance L_{trans} et $L_{trans} - \delta$ de son waist r . $S_{trans,SA}(0)$, $S_{trans,SA}(\delta)$, $RES_{trans,SA}(0)$ et $RES_{trans,SA}(\delta)$ sont respectivement les surfaces et les rayons de la PSF des objets 1 et 2, après l'opération de synthèse sur l'objet 1. L'atténuation représentée sur la figure (b) représente la chute d'efficacité de collection causée par la synthèse, par rapport à un montage direct.

En ce qui concerne l'aspect imagerie 3D, nous pouvons faire les mêmes remarques que pour le montage en rotation. En effet nous avons, en quelque sorte, la possibilité d'étendre la profondeur de champ, grâce à la refocalisation numérique, dans plusieurs plans. Ceci permet d'obtenir des images de cibles « pseudo 3D » telles que les fentes de la Figure 2-13. La vraie imagerie 3D n'est, quant à elle, pas réellement possible à cause des effets d'ombrages.

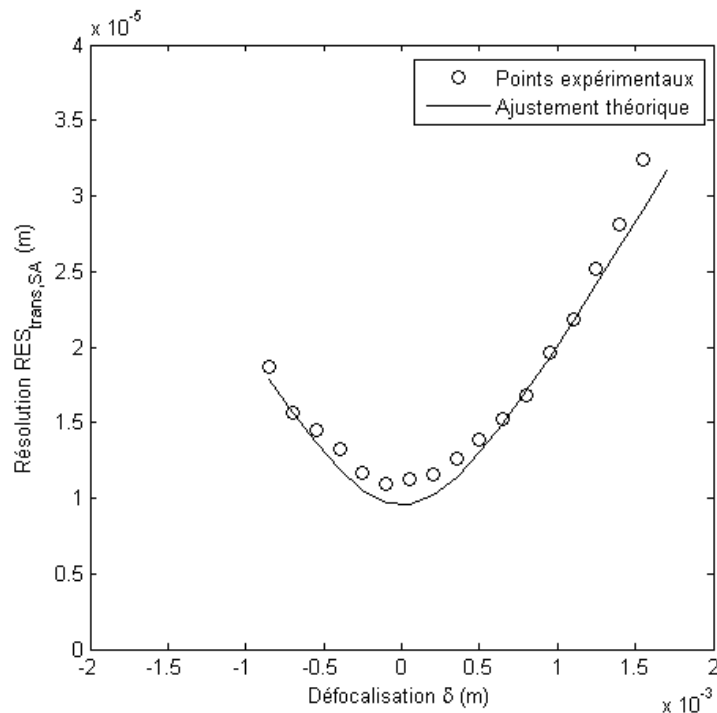


Figure 2-16 : Evolution de la résolution $RES_{trans,SA}(\delta)$ dans la direction X avec la défocalisation δ de l'image de synthèse (ajustement avec l'expression théorique [Eq. (2-23)]). La résolution est mesurée à partir d'une section d'une bille selon X. La défocalisation δ correspond à la différence entre L_{trans} et la distance de rétro-propagation numérique [Figure 2-15]. Les paramètres d'acquisition sont identiques à ceux utilisés pour la Figure 2-14. Il est impossible de faire la mesure pour une défocalisation trop importante à cause du recouvrement entre les billes qui finit par intervenir.

4) Sensibilité du montage et temps d'acquisition : performances théoriques et expérimentales

Nous avons vu dans le premier chapitre que la méthode LOFI est équivalente à un microscope confocal [Eqs. (1-1) et (1-4)]. Nous nous intéressons maintenant à l'aspect sensibilité, associé à la synthèse d'ouverture, puisque notre but est de réaliser des images en profondeur. Dans toute la suite nous supposons le cas d'un objet diffusant d'albédo ρ et de surface S . Nous supposons également cette surface S très petite, sans pourtant perdre en généralité, puisque n'importe quelle cible diffusante peut s'écrire comme la somme continue d'objets ponctuels. Toutes les démonstrations expérimentales se feront dans ce qui suit, avec l'objet décrit dans l'Annexe E, c'est-à-dire une bande rétro-réfléchissante constituée de micro-billes catadioptriques. Comme précisé dans l'annexe, ces objets peuvent être assimilés à des réflecteurs ponctuels et, en première approximation, comme un diffuseur Lambertien.

Nous avons vu précédemment que le signal LOFI $P_{batt,0}$ est proportionnel à r_{eff} , la réflectivité en amplitude effective de la cible [Eq. (1-10)]. Dans ce chapitre nous souhaitons faire une analyse photométrique. Pour ce faire, nous considérons donc maintenant la réflectivité en puissance $|r_{eff}|^2$ proportionnelle au flux de photons réinjectés. Nous noterons maintenant $P_{coll} \propto |r_{eff}|^2$ le flux de photons réinjectés. Ce flux correspond donc au carré du signal LOFI.

a) Dispositif de balayage en rotation

Dans le cas de la synthèse d'ouverture en rotation, pour obtenir le flux photonique correspondant à chaque pixel de l'image de synthèse, il faut tenir compte à la fois du flux par pixel pendant l'acquisition brute, et du nombre de pixels intervenant pour reconstituer l'image de synthèse. En effet, après la synthèse, *i.e.* la refocalisation numérique, toute l'énergie de la PSF brute se concentre sur un pixel. Afin de simplifier les choses, nous supposons dans la suite de nos calculs que $d_{rot} \approx 0$.

Le flux photonique correspondant à chaque pixel de l'image de synthèse est donné par :

$$P_{rot,coll,SA}(l_{rot}, L_{rot}) = N_{rot,pixels,R}(l_{rot}, L_{rot}) P_{coll}(l_{rot} + L_{rot}) \quad (2-24)$$

Dans cette expression, nous rappelons que $P_{coll}(l_{rot} + L_{rot})$ est le flux de photons provenant de la cible ponctuelle à une distance $l_{rot} + L_{rot}$ du waist du laser et reçu par chacun des pixels (de l'image brute). $N_{rot,pixels,R}(l_{rot}, L_{rot})$ désigne par contre le nombre de pixels participant à l'image de synthèse. Ce nombre est d'autant plus important que le « flou » de l'image brute est important. $P_{coll}(l_{rot} + L_{rot})$ est donné par les Eqs. (1-1), (1-2), (1-3) et (1-4) (où la surface S_T du trou confocal est prise égale à $S_R(0) = \pi r^2$, *i.e.* la surface du waist du laser :

$$\begin{aligned} P_{coll}(l_{rot} + L_{rot}) &= \left(\frac{S_R(0)}{S_R(l_{rot} + L_{rot})} \right)^2 P_{coll}(0) = \left(\frac{S_R(0)}{S_R(l_{rot} + L_{rot})} \right)^2 \frac{\rho P_{out}}{S_R(0)} S(ON)^2 \\ &= \frac{\pi \rho P_{out} r^4 S}{\lambda^2 (l_{rot} + L_{rot})^4} \end{aligned} \quad (2-25)$$

Le nombre de pixels participant à l'image de synthèse $N_{rot,pixels,R}$ est, quant à lui, donné par le rapport entre la surface de la PSF brute et la surface d'un pixel synthétique :

$$N_{rot,pixels,R} = \frac{\pi RES_{rot,R}(l_{rot}, L_{rot})^2}{\pi RES_{rot,SA}(l_{rot}, L_{rot})^2} = \frac{\pi \left(\frac{\lambda}{\pi r \sqrt{2}} (l_{rot} + L_{rot}) \right)^2}{\pi \left(\frac{r L_{rot}}{\sqrt{2} l_{rot}} \right)^2} = \frac{\lambda^2 (l_{rot} + L_{rot})^2 l_{rot}^2}{\pi^2 r^4 L_{rot}^2} \quad (2-26)$$

Finalement en combinant les Eqs. (2-24), (2-25) et (2-26), nous avons :

$$P_{rot,coll,SA}(l_{rot}, L_{rot}) = \frac{\lambda^2 (l_{rot} + L_{rot})^2 l_{rot}^2}{\pi^2 r^4 L_{rot}^2} \frac{\pi \rho P_{out} r^4 S}{\lambda^2 (l_{rot} + L_{rot})^4} = \frac{l_{rot}^2 \rho P_{out} S}{\pi L_{rot}^2 (l_{rot} + L_{rot})^2} \quad (2-27)$$

Nous voyons donc que l'évolution du nombre de photons collectés par pixels, dans l'image de synthèse, en fonction de, L_{rot} est régie par une loi en $1/L_{rot}^2 (l_{rot} + L_{rot})^2$. Cette loi est vérifiée expérimentalement [Figure 2-17]. Il est également intéressant de comparer les efficacités de collection entre une imagerie LOFI directe (le waist du laser est dans le plan de la cible) et une imagerie par synthèse d'ouverture en rotation; Il convient de distinguer deux cas :

- $l_{rot} \gg L_{rot}$: c'est le cas où l'on cherche à faire de la super résolution, l'Eq. (2-27) se réduit en :

$$P_{rot,coll,SA}(l_{rot}, L_{rot}) \underset{l_{rot} \gg L_{rot}}{\approx} \frac{\rho P_{out} S}{\pi L_{rot}^2} \propto \frac{1}{L_{rot}^2} \quad (2-28)$$

Le rapport en efficacité entre l'imagerie directe et l'imagerie synthétique (que l'on aurait avec une ouverture similaire) est alors donné par :

$$\frac{P_{dir,coll}}{P_{rot,coll,SA}(l_{rot}, L_{rot}) \underset{l_{rot} \gg L_{rot}}{\approx}} \approx \frac{\frac{\rho P_{out}}{\pi \left(r \frac{L_{rot}}{l_{rot}} \right)^2} S \left(\frac{W_{Eq}}{L_{rot}} \right)^2}{\frac{\rho P_{out} S}{\pi L_{rot}^2}} = \frac{\pi^2 W_{Eq}^4}{\lambda^2 L_{rot}^2} \quad (2-29)$$

Dans cette expression, $P_{dir,coll}$ désigne le flux dans le cas d'une imagerie LOFI directe, qui est déterminée en appliquant l'Eq. (1-1) à notre situation. Plus la cible est proche du miroir et moins la synthèse est efficace énergétiquement en comparaison avec

l'imagerie directe. Ceci est le prix à payer pour réaliser une image à haute résolution sans lentille.

- $l_{rot} \ll L_{rot}$: c'est le cas où l'on cherche à faire de l'imagerie en profondeur, l'Eq. (2-27) se réduit en :

$$P_{rot,coll,SA}(l_{rot}, L_{rot}) \underset{l_{rot} \ll L_{rot}}{\approx} \frac{l_{rot}^2 \rho P_{out} S}{\pi L_{rot}^4} \propto \frac{1}{L_{rot}^4} \quad (2-30)$$

Le rapport en efficacité entre l'imagerie directe et l'imagerie synthétique (que l'on aurait avec une ouverture similaire) est alors donné par :

$$\frac{P_{dir,coll}}{P_{rot,coll,SA}(l_{rot}, L_{rot})} \underset{l_{rot} \ll L_{rot}}{\approx} \frac{\frac{\rho P_{out}}{\pi \left(r \frac{L_{rot}}{l_{rot}} \right)^2} S \left(\frac{W_{Eq}}{L_{rot}} \right)^2}{\frac{l_{rot}^2 \rho P_{out} S}{\pi L_{rot}^4}} = \frac{\pi^2 W_{Eq}^4}{\lambda^2 l_{rot}^2} \quad (2-31)$$

Finalement des Eqs. (2-30) et (2-31), nous déduisons que l'imagerie directe LOFI a la même dépendance en $1/L_{rot}^4$ que l'imagerie de synthèse en rotation, avec un coefficient de proportionnalité donné par $\pi^2 W_{Eq}^4 / \lambda^2 l_{rot}^2$. Numériquement, si nous prenons les paramètres indiqués dans la Figure 2-17, on s'attend à avoir un coefficient de proportionnalité de l'ordre de 2000. Ce résultat théorique est validé expérimentalement [Figure 2-17] par la mesure de coefficient de proportionnalité de 1000 et donc du bon ordre de grandeur. La différence peut s'expliquer par un léger astigmatisme du faisceau qui vient dégrader le bilan photométrique du LOFI direct [Annexe G].

Finalement, dans tous les cas, nous constatons que la possibilité de faire de la synthèse d'ouverture est obtenue au prix d'une importante dégradation du bilan photométrique (ce qui explique la densité optique que nous avons ajoutée sur la Figure 2-12, représentant le montage équivalent).

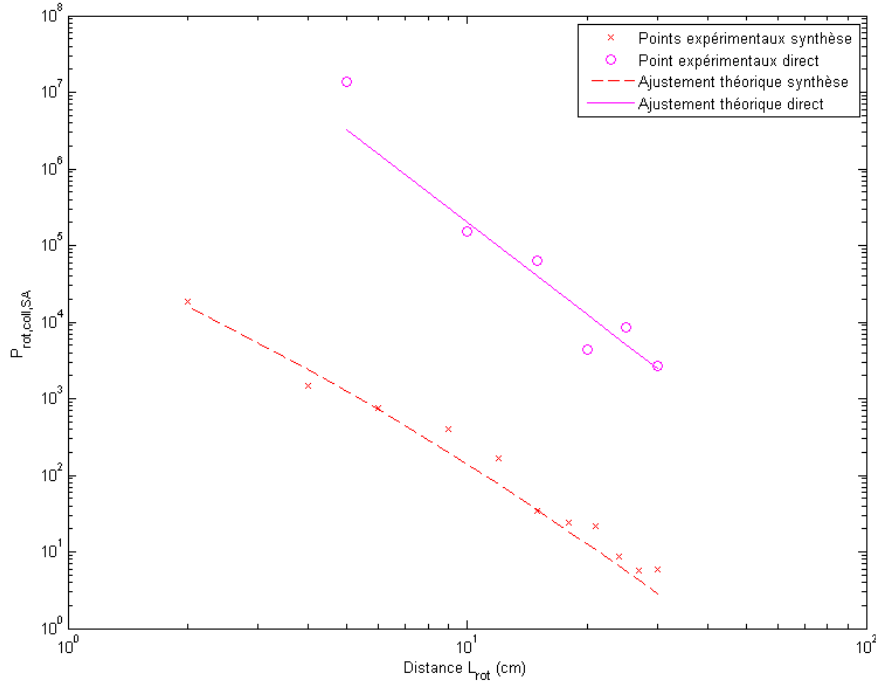


Figure 2-17: Comparaison expérimentale et ajustement théorique du bilan photométrique entre l'imagerie LOFI directe (cible dans le plan du waist du laser) et par synthèse d'ouverture. La puissance $P_{rot,coll,SA}$ (unité arbitraire) est calculée en sommant sur une image les carrés de l'amplitude du signal LOFI. Les paramètres de l'expérience sont choisis de telle sorte que les résolutions du LOFI direct et du LOFI par synthèse soient voisines : diamètre de l'objectif en mode direct de 0,9 mm, $W_{Eq} = 1,3$ mm, $r = 20 \mu\text{m}$, $l_{rot} = 5$ cm, $d_{rot} = 1$ cm. Le laser a une puissance de sortie $P_{out} = 2$ mW. Dans le cas du LOFI direct, nous faisons varier la focale de l'objectif de 5 à 30 cm. La fonction utilisée pour l'ajustement théorique des points expérimentaux de la synthèse, est proportionnelle à $1/(l_{rot}+L_{rot})^2 L_{rot}^2$ et celle utilisée pour le LOFI direct est proportionnelle à $1/L_{rot}^4$.

Cette dégradation était relativement prévisible, car au niveau photométrique, tout se passe lors de l'acquisition brute, comme si on utilisait un microscope confocal travaillant en terme de collection de photons en dehors de sa zone confocale. C'est d'ailleurs le filtrage confocal qui

génère le terme destructeur $\left(\frac{S_R(0)}{S_R(l_{rot} + L_{rot})}\right)^2$ dans l'Eq. (2-25). Ainsi pour être décelée, une

cible doit avoir un albédo mille fois plus important (pour les paramètres de la Figure 2-17) dans le cas de la synthèse que dans le cas de l'imagerie directe, et ceci quelle que soit la distance L_{rot} . Ce terme d'atténuation de la collection causé par l'éloignement de la zone confocale est cependant en partie « rattrapé » dans le cas $l_{rot} \gg L_{rot}$ (ramenant la dépendance de $P_{rot,coll,SA}(l_{rot}, L_{rot})$ en $1/L_{rot}^2$) par un nombre important de pixels bruts participant à l'image synthétique.

Si nous revenons à ce qui précède [Eqs. (2-8) et (2-9)], il est intéressant de donner une autre interprétation, plus mathématique, de l'opération de réfocalisation numérique. Par exemple, pour la direction X, le processus de réfocalisation numérique correspond à une multiplication, dans l'espace de Fourier ; par la fonction de rétro-propagation $\tilde{H}_{retroprop}(\mu, R_{rot,R}(l_{rot}, L_{rot}))$. Or cette fonction est, nous le rappelons, égale à $\exp(j\pi\lambda R_{rot,R,x}(l_{rot}, d_{rot}, L_{rot})\mu^2) = \exp(j(\pi\lambda R_{rot,R,x}(l_{rot}, d_{rot}, L_{rot})\mu)\mu)$. Ainsi, dans l'espace de Fourier, chaque fréquence spatiale est multipliée par un terme linéaire de phase dont le coefficient directeur dépend de μ . Il s'ensuit dans l'espace direct (selon X), un décalage d'autant plus important que μ croît : l'opération de réfocalisation correspond à une « torsion » de l'espace (x, μ) , comme cela est montré sur la Figure 2-18 :

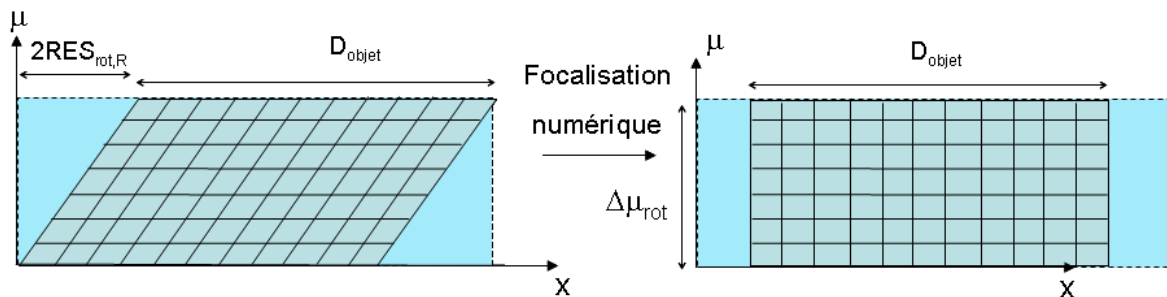


Figure 2-18 : Effet de la synthèse en rotation dans l'espace distance-fréquence spatiale. Pour simplifier, le schéma est représenté uniquement selon la direction X et la fréquence μ . L'objet que l'on cherche à imager est représenté quadrillé ; celui-ci est tordu sur l'image brute à cause du flou pendant l'acquisition. La synthèse correspond à une torsion selon X. D_{objet} représente la taille de la cible utilisée et $\Delta\mu_{rot} \propto 1/RES_{rot,SA} \propto l_{rot}/rL_{rot}$ le contenu en ondes planes des images brutes et synthétiques (lié à la résolution finale). Le facteur $2RES_{rot,R}(l_{rot}, L_{rot})$ représente le flou que l'on a sur l'image brute qui vient élargir sa taille.

Lors de l'acquisition de l'image brute, l'objet étant vu avec un flou, le contenu (x, μ) de cet objet était « tordu » au départ avec certaines fréquences spatiales qui ont de l'avance sur les autres ; l'opération de synthèse a consisté à « redresser » ces fréquences. Le phénomène analogue étant, bien sûr, vrai dans l'espace (y, ν) . En observant la Figure 2-18, il est également facile de comprendre que, pour pouvoir réfocaliser numériquement l'image floue avec une résolution optimale, il faut faire l'acquisition, sur une zone plus importante, ce qui accroît le temps d'acquisition. En effet, chaque point de la cible doit voir passer tout le

faisceau laser défocalisé; en plus de la taille normale de l'image, nous devons balayer une zone de flou supplémentaire par rapport au LOFI direct (sur le bord de la cible). Plus quantitativement, la taille balayée par un pixel correspond à la résolution synthétique finale; ce temps d'acquisition est donné par [Eqs. (2-5) et (2-11)] :

$$\begin{aligned}
 T_{\text{rot,acq}}(l_{\text{rot}}, L_{\text{rot}}) &\propto \left(\frac{D_{\text{objet}} + 2RES_{\text{rot,R}}}{RES_{\text{rot,SA}}} \right)^2 T_{\text{int}} \\
 &\propto \left(\frac{\left(D_{\text{objet}} + 2 \frac{\lambda(l_{\text{rot}} + d_{\text{rot}} + L_{\text{rot}})}{\pi r \sqrt{2}} \right) l_{\text{rot}}}{r L_{\text{rot}}} \right)^2 T_{\text{int}} \quad (2-32)
 \end{aligned}$$

Dans cette expression, T_{int} désigne le temps d'intégration par pixel; le carré provient du fait que l'objet est bidimensionnel (on suppose qu'il est carré de côté D_{objet}). L'augmentation du temps que l'on met à faire l'acquisition brute est liée au flou sur le bord de l'objet et donc au terme $(RES_{\text{rot,R}} / RES_{\text{rot,SA}})^2 T_{\text{int}}$; celui-ci se rajoute au temps normal d'acquisition $(D_{\text{objet}} / RES_{\text{rot,SA}})^2 T_{\text{int}}$ que l'on aurait obtenu si l'on avait utilisé un dispositif LOFI direct avec la même résolution. Là encore il convient de distinguer deux cas :

- $l_{\text{rot}} \gg L_{\text{rot}}$: Le terme de flou devient dans ce cas (on prend $D_{\text{objet}} = 0$, c'est à dire un objet ponctuel) :

$$T_{\text{rot,acq}}(l_{\text{rot}}, L_{\text{rot}}) \propto \left(\frac{RES_{\text{rot,R}}}{RES_{\text{rot,SA}}} \right)^2 T_{\text{int}} \propto \left(\frac{\lambda(l_{\text{rot}} + L_{\text{rot}})}{r} \right)^2 T_{\text{int}} \underset{l_{\text{rot}} \gg L_{\text{rot}}}{\propto} \frac{\lambda^2 l_{\text{rot}}^4}{r^4 L_{\text{rot}}^2} T_{\text{int}} \quad (2-33)$$

Nous avons finalement un temps d'acquisition « mort » qui est augmenté selon une loi en $1/L_{\text{rot}}^2$ lorsque la distance L_{rot} diminue (et donc que la résolution s'améliore). Le prix à payer pour avoir la résolution parfaite, sans objectif, se retrouve, non seulement au niveau du bilan photométrique [Eqs. (2-28) et (2-29)] mais il intervient aussi dans le temps d'acquisition et la taille des images.

- $l_{rot} \ll L_{rot}$: Le terme de flou devient dans ce cas (on prend toujours $D_{objet} = 0$, c'est à dire un objet ponctuel) :

$$T_{rot,acq}(l_{rot}, L_{rot}) \propto \left(\frac{RES_{rot,R}}{RES_{rot,SA}} \right)^2 T_{int} \propto \left(\frac{\lambda(l_{rot} + L_{rot})}{r \frac{L_{rot}}{l_{rot}}} \right)^2 T_{int} \propto \frac{\lambda^2 l_{rot}^2}{r^4} T_{int} \quad (2-34)$$

Dans ce cas, le temps d'acquisition ne dépend plus de L_{rot} : lorsque l'on éloigne la cible, la surface du laser augmente, mais la taille des pixels augmente aussi (la résolution se dégrade proportionnellement à L_{rot}) donc globalement le nombre de pixels à acquérir ne change pas quand L_{rot} augmente. Par exemple, si nous prenons les paramètres des Figure 2-11 ($\lambda = 1064 \text{ nm}$, $r = 20 \text{ } \mu\text{m}$ et $l_{rot} = 10 \text{ cm}$), nous obtenons numériquement $T_{rot,acq}(l_{rot}, L_{rot}) = 1200 T_{int}$, ce qui vaut 180 ms dans le cas où $T_{int} = 150 \text{ } \mu\text{s}$. Cela correspond à un surplus de 1200 pixels acquis.

b) Dispositif de balayage en translation

Il est intéressant de faire les mêmes bilans (photométrie et temps d'acquisition) en ce qui concerne la synthèse d'ouverture en translation. De même que précédemment, pour obtenir le flux photonique correspondant à chaque pixel de l'image de synthèse, il faut tenir compte, à la fois, du flux par pixel pendant l'acquisition brute, et du nombre de pixels bruts intervenant, pour reconstituer un pixel synthétique (toute l'énergie de la PSF brute se concentre sur un pixel pendant la synthèse). Nous avons de nouveau :

$$P_{trans,coll,SA}(L_{trans}) = N_{trans,pixels,R}(L_{trans}) P_{coll}(L_{trans}) \quad (2-35)$$

Dans cette expression, $N_{trans,pixels,R}(L_{trans})$ désigne le nombre de pixels participant à l'image de synthèse. Ce nombre est d'autant plus important que le « flou » de l'image brute est important. $P_{coll}(L_{trans})$ est donné par les Eqs. (1-1), (1-2), (1-3) et (1-4) du chapitre 1 (où la surface S_T du trou confocal est prise égale à $S_R(0) = \pi r^2$, *i.e.* la surface du waist du laser) :

$$\begin{aligned}
P_{coll}(L_{trans}) &= \left(\frac{S_R(0)}{S_R(L_{trans})} \right)^2 P_{coll}(0) = \left(\frac{S_R(0)}{S_R(L_{trans})} \right)^2 \frac{\rho P_{out}}{S_R(0)} S(ON)^2 \\
&= \frac{\pi \rho P_{out} r^4 S}{\lambda^2 L_{trans}^4}
\end{aligned} \tag{2-36}$$

Le nombre de pixels participant à l'image de synthèse $N_{trans,pixels,R}$ est, lui, donné par le rapport entre la surface de la PSF brute et la surface d'un pixel synthétique [Figure 2-15] :

$$N_{trans,pixels,R} = \frac{S_R(L_{trans})}{S_{trans,SA}(0)} = \frac{\pi \left(\frac{\lambda}{\pi r} L_{trans} \right)^2}{\pi^2} = \frac{\lambda^2 L_{trans}^2}{\pi^2 r^4} \tag{2-37}$$

Finalement en combinant les Eqs. (2-35), (2-36) et (2-37), nous avons :

$$P_{trans,coll,SA}(L_{trans}) = \frac{\lambda^2 L_{trans}^2}{\pi^2 r^4} \frac{\pi \rho P_{out} r^4 S}{\lambda^2 L_{trans}^4} = \frac{\rho P_{out} S}{\pi L_{trans}^2} \tag{2-38}$$

Nous constatons donc que l'évolution du nombre de photons collectés par pixel, dans l'image de synthèse, en fonction de L_{trans} , est régie par une loi en $1/L_{trans}^2$.

Comme dans le cas de la synthèse en rotation, les avantages de la synthèse en translation sont obtenus au prix d'une chute de l'efficacité de collection du dispositif. Nous constatons cependant que la dégradation du bilan photométrique est plus faible que dans le cas de la rotation pour $l_{rot} \gg L_{rot}$ (par contre, c'est pareil pour $l_{rot} \ll L_{rot}$). Il est également intéressant de comparer les efficacités de collection entre une imagerie LOFI directe (quand le waist du laser est dans le plan de la cible) et une imagerie par synthèse d'ouverture en translation. En reformulant les Eqs. (2-35), (2-36) et (2-37) nous obtenons :

$$\begin{aligned}
P_{trans,coll,SA}(L_{trans}) &= N_{trans,pixels,R}(L_{trans}) P_{coll}(L_{trans}) \\
&= \frac{S_R(L_{trans})}{S_{rot,SA}(0)} \left(\frac{S_R(0)}{S_R(L_{trans})} \right)^2 P_{coll}(0) = \frac{S_R(L_{trans})}{S_R(0)} \left(\frac{S_R(0)}{S_R(L_{trans})} \right)^2 P_{coll}(0) = \frac{S_R(0)}{S_R(L_{trans})} P_{coll}(0)
\end{aligned} \tag{2-39}$$

Nous avons, finalement, une relation assez simple entre l'énergie contenue dans l'image directe et celle contenue dans l'image de synthèse en translation (après une acquisition brute défocalisée). En effet [Eq. (2-39)], le rapport entre ces deux grandeurs est simplement donné

par le rapport $S_R(0)/S_R(L_{trans})$ entre les surfaces interceptées par le faisceau laser, respectivement, dans le plan du waist et dans le plan où se trouve l'objet [Figure 2-15]. Comme pour le cas de la synthèse en rotation, cette baisse de collection est principalement due au fait que l'on fait l'acquisition d'une cible située en dehors de la zone confocale (ce qui engendre un facteur $(S_R(0)/S_R(L_{trans}))^2$). Cette forte dégradation est rattrapée en partie par le nombre de pixels participant à l'image nette, qui est, elle, proportionnelle à $S_R(L_{trans})/S_R(0)$. Cette loi est vérifiée expérimentalement [Figure 2-19]. Les écarts observés (environ un facteur 10) expérimentalement entre les points expérimentaux et la courbe théorique, se retrouvent essentiellement au niveau des faibles valeurs de défocalisation ($S_R(0)$ est plus grand qu'il devrait l'être théoriquement). Ceci peut s'expliquer par la suite, par les approximations que l'on a faites, notamment sur la nature du réflecteur (les billes ne sont pas exactement des diffuseurs Lambertiens, [Annexe E]) et il y a un léger astigmatisme dans le faisceau laser qui prend toute son importance aux faibles défocalisations. Lorsque l'acquisition brute se fait avec une défocalisation correspondant à N distance de Rayleigh, nous avons simplement $S_R(0)/S_R(L_{trans}) = 1/(N+1)$. Numériquement, dans le cas des paramètres utilisés dans la Figure 2-14, c'est-à-dire $r \approx 13 \mu m$, nous avons une distance de Rayleigh égale à $Z_R = \pi(13 \cdot 10^{-6})^2 / 1064 \cdot 10^{-9} \approx 500 \mu m$ d'où une perte d'énergie d'un facteur 2 pour une défocalisation L_{trans} d'à peine $500 \mu m$. Sur le montage équivalent [Figure 2-15(b)], cette dégradation du bilan photométrique est modélisée par une densité optique.

Comme dans la partie sur la résolution, il est intéressant de connaître l'effet d'un deuxième objet dans un autre plan. Nous supposons que celui-ci est situé à une distance $L_{trans} - \delta$ du waist et que la focalisation numérique est faite dans le plan du premier objet, à une distance L_{trans} du waist [Figure 2-15(a)]. Nous considérons, bien entendu, que les deux objets ont les mêmes caractéristiques (surface S et albédo ρ).

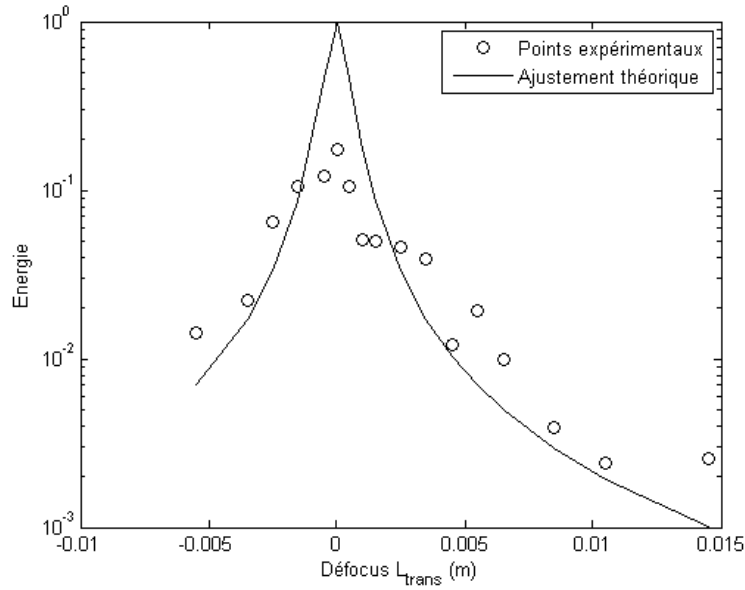


Figure 2-19 : Evolution de l'énergie contenue dans l'image de synthèse (*i.e.* la somme des carrés des amplitudes de chacun des pixels de l'image) en fonction de la défocalisation L_{trans} pendant l'acquisition brute. Les ronds correspondent aux points expérimentaux et la courbe correspond à l'ajustement théorique [Eq. (2-29)]. L'objet et les paramètres utilisés sont ceux de la Figure 2-14. L'ordonnée est donnée en unité arbitraire.

De façon complètement similaire à la partie sur la résolution [Eq. (2-22)], nous notons $P_{trans,coll,SA}(L_{trans}, L_{trans} - \delta)$ l'énergie par pixel provenant du deuxième objet (la focalisation se fait à une distance L_{trans} et l'objet est à une distance $L_{trans} - \delta$). L'énergie totale enregistrée provenant de l'objet 2 ne va pas changer; par contre nous avons vu, dans la partie précédente, que celui-ci va paraître défocalisé (sur une distance δ) et donc élargi [Eq. (2-22)] ce qui va diluer l'énergie totale enregistrée sur une surface $S_{trans,SA}(\delta) = S_R(\delta)$:

$$P_{trans,coll,SA}(L_{trans}, L_{trans} - \delta) = \frac{S_R(0)}{S_R(\delta)} P_{trans,coll,SA}(L_{trans} - \delta, L_{trans} - \delta) \quad (2-40)$$

Nous avons donc comme rapport entre l'énergie par pixel provenant de l'objet 1 ($P_{trans,coll,SA}(L_{trans}, L_{trans})$ concentré en un seul pixel, dans le cas d'une focalisation numérique, à une distance L_{trans}) et celle $P_{trans,coll,SA}(L_{trans}, L_{trans} - \delta)$ provenant de l'objet 2 :

$$\begin{aligned}
\frac{P_{trans, coll, SA}(L_{trans}, L_{trans})}{P_{trans, coll, SA}(L_{trans}, L_{trans} - \delta)} &= \frac{\frac{P_{trans, coll, SA}(L_{trans}, L_{trans})}{P_{coll}(0)}}{\frac{S_R(0) P_{trans, coll, SA}(L_{trans} - \delta, L_{trans} - \delta)}{S_R(\delta) P_{coll}(0)}} \\
&= \frac{S_R(0)}{S_R(\delta)} \frac{S_R(L_{trans})}{S_R(0)} = \frac{S_R(\delta) S_R(L_{trans} - \delta)}{S_R(0) S_R(L_{trans})}
\end{aligned} \tag{2-41}$$

Dans la dernière égalité de cette équation, le premier terme $S_R(\delta)/S_R(0)$ est lié à la défocalisation, sur une distance δ [Figure 2-15(b)] et [Eq. (2-40)], tandis que le second $S_R(L_{trans} - \delta)/S_R(L_{trans})$ est dû à la différence d'efficacité de collection entre les deux objets [Eq. (2-39)]. L'objet 2 va donc « perturber » l'image de l'objet 1. Il est important de remarquer le cas extrême où, pendant l'acquisition brute, le waist se trouve dans le plan de l'objet 2 ($L_{trans} - \delta = 0$; même si nous effectuons une refocalisation numérique dans le plan de l'objet 1, l'énergie par pixel provenant de l'objet 2, sera au même niveau que celle de l'objet 1. Il en résulte une impossibilité de distinguer clairement la cible 1 de la cible 2. Ceci est essentiellement dû au deuxième terme de l'Eq. (2-41) qui devient aussi important que le premier terme (pendant l'acquisition brute, le surplus d'énergie enregistré de l'objet 2 par rapport à l'objet 1, est tout juste compensé par la dilution du flou de la refocalisation sur l'objet 1). Cependant, la situation est meilleure si l'acquisition brute se fait avec une grande défocalisation ($L_{trans} \gg \delta$) avec une Eq. (2-41) qui se simplifie en :

$$\frac{P_{trans, coll, SA}(L_{trans}, L_{trans})}{P_{trans, coll, SA}(L_{trans}, L_{trans} - \delta)} \underset{L_{trans} \gg \delta}{\approx} \frac{S_R(\delta)}{S_R(0)} \tag{2-42}$$

Dans ces conditions, le ratio $P_{trans, coll, SA}(L_{trans}, L_{trans})/P_{trans, coll, SA}(L_{trans}, L_{trans} - \delta)$ est alors maximal, ce qui semble être une bonne situation pour distinguer deux objets dans différents plans. Cependant, nous avons vu plus haut, que l'efficacité globale de collection des photons retro-réfléchis par une cible, se dégrade proportionnellement à L_{trans}^2 , ce qui fait chuter, dans l'ensemble, la quantité de photons participant à l'image synthétique. Il y a donc un compromis à faire sur la défocalisation L_{trans} utilisée : pas trop petite pour pouvoir bien distinguer des objets dans différents plans, et pas trop grande, pour garder un signal suffisant.

D'une façon générale, ce problème nous montre encore que la synthèse LOFI ne peut pas être utilisée pour faire des images 3D; seul, le pseudo 3D est envisageable.

De la même façon que pour la synthèse en rotation (qui ne change que l'ouverture angulaire de balayage), lors de l'acquisition de l'image brute, l'objet est vu avec un flou. Ceci entraîne une torsion dans l'espace (x, μ) de l'image de cet objet. En effet, certaines fréquences spatiales ont de l'avance sur les autres; l'opération de synthèse consiste alors à remettre en phase, les différentes ondes planes [Figure 2-20]. L'analogie est, bien entendu, vraie, selon (y, ν) .

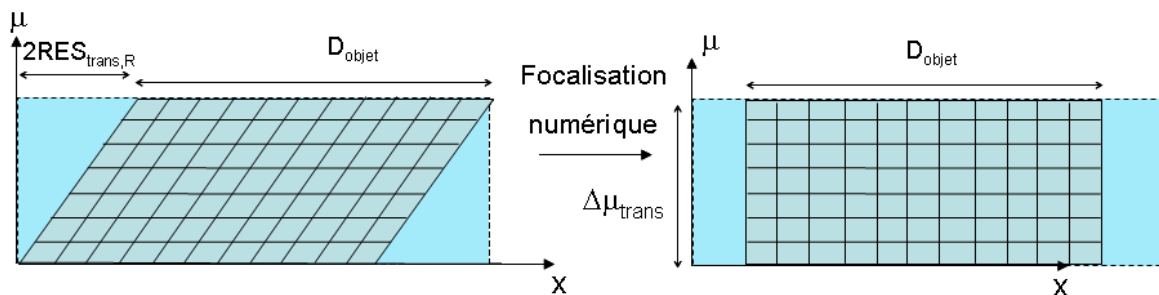


Figure 2-20 : Effet de la synthèse en translation dans l'espace distance-fréquence spatiale. Pour simplifier, le schéma est représenté selon la direction X et la fréquence μ . L'objet que l'on cherche à imager est représenté quadrillé; celui-ci est tordu sur l'image brute à cause du flou pendant l'acquisition. La synthèse correspond à une torsion selon X . D_{objet} représente la taille de la cible utilisée et $\Delta\mu_{\text{trans}} \propto 1/RES_{\text{trans},SA} \propto 1/r$ [Eq. (2-19)] le contenu en ondes planes des images brutes et synthétiques (lié à la résolution finale). Le facteur $2RES_{\text{trans},R}(L_{\text{trans}})$ représente le flou que l'on a sur l'image brute qui vient élargir sa taille.

En observant la Figure 2-20, il est également facile de comprendre que, pour pouvoir refocaliser numériquement l'image floue avec une résolution optimale, il faut faire l'acquisition sur une zone plus importante, ce qui accroît le temps d'acquisition. Plus quantitativement, la dimension d'un pixel, correspondant à la résolution synthétique finale, ce temps d'acquisition est donné par les Eqs. (2-16), (2-17), (2-20) et (2-21) :

$$\begin{aligned}
T_{\text{trans,acq}}(L_{\text{trans}}) &\propto \left(\frac{D_{\text{objet}} + 2RES_{\text{trans,R}}(L_{\text{trans}})}{RES_{\text{trans,SA}}} \right)^2 T_{\text{int}} \\
&\propto \left(\frac{\left(D_{\text{objet}} + 2 \frac{\lambda L_{\text{trans}}}{\pi r \sqrt{2}} \right)}{r} \right)^2 T_{\text{int}} \propto \left(\frac{D_{\text{objet}}}{r} \right)^2 T_{\text{int}} + 2 \left(\frac{\lambda L_{\text{trans}}}{\pi r^2 \sqrt{2}} \right)^2 T_{\text{int}}
\end{aligned} \tag{2-43}$$

Dans cette expression, T_{int} désigne le temps d'intégration par pixel; le carré provient du fait que l'objet est bidimensionnel (on suppose qu'il est carré de côté D_{objet}). L'augmentation du temps, que l'on met à faire l'acquisition brute, est lié au flou sur le bord de l'objet, et donc au terme $(RES_{\text{trans,R}} / RES_{\text{trans,SA}})^2 T_{\text{int}} \propto \frac{\lambda^2 L_{\text{trans}}^2}{r^4} T_{\text{int}}$. Ce terme se rajoute au temps normal d'acquisition $(D_{\text{objet}} / r)^2 T_{\text{int}}$ que l'on aurait obtenu si l'on avait utilisé un dispositif LOFI direct avec la même résolution. Au contraire de la synthèse en rotation, nous avons finalement un temps d'acquisition « mort » qui augmente selon L_{trans}^2 . En effet, lorsque la distance de défocalisation augmente, le flou augmente, tandis que la surface d'un pixel synthétique reste constante. Afin de donner un exemple concret, considérons un objet ponctuel ($D_{\text{objet}} = 0$) et le dispositif utilisé pour la Figure 2-14 ($r = 13 \mu\text{m}$, $Z_R = 500 \mu\text{m}$, $L_{\text{trans}} = 20Z_R = 1 \text{ cm}$). Dans ces conditions, le temps que l'on met à faire l'acquisition brute est 20 fois plus important que si l'on faisait une acquisition directe (un seul pixel) soit 3 ms si $T_{\text{int}} = 150 \mu\text{s}$ [Eq. (2-43)]. Le prix à payer pour bénéficier de la conservation de la résolution au-delà de la distance de travail, se retrouve donc, non seulement au niveau du bilan photométrique ([Eqs. (2-38) et (2-39)] et [Figure 2-19]), mais aussi, au niveau du temps d'acquisition et de la taille des images [Eq. (2-43)]. Ce temps d'acquisition est cependant souvent limité par la vitesse de pilotage des miroirs (plusieurs secondes pour une image 512 par 512 pixels) plutôt que par le surplus de pixels à acquérir. En effet, dans notre montage, nous sommes vite limités par les vibrations des miroirs, si l'on balaye trop vite. Cependant, il est possible d'acheter des miroirs galvanométriques plus rapide; dans ce cas, nous avons montré que la limitation réside dans le temps de réaction du micro-laser (régime transitoire [63] dans le signal LOFI).

5) Conclusion du chapitre

a) Résumé

Dans ce chapitre, nous avons montré qu'il était possible d'appliquer le principe de la synthèse d'ouverture, au LOFI. Plus précisément, nous avons emprunté deux configurations de synthèse au domaine du RADAR, afin d'obtenir des possibilités d'imageries inédites. La première configuration est inspirée du mode *stripmap* : l'émetteur (waist laser ou antenne RADAR) se déplace en translation par rapport à la cible à imager qui est éclairée avec un faisceau défocalisé [Figure 2-4(a), Figure 2-9 et Figure 2-10]. Nous avons montré que, grâce à cette technique, la cible est vue sous une ouverture angulaire correspondant à l'ouverture numérique de l'objectif de microscope. Il est donc possible de garder la résolution de l'objectif au-delà de la distance de travail de l'objectif ([Eqs. (2-20), (2-21)] et [Figure 2-15]). La deuxième configuration de synthèse est, elle, inspirée du mode *spotlight* [Figure 2-4(b)] : l'émetteur (waist laser ou antenne RADAR), tout en se déplaçant au dessus de la cible, conserve son axe optique dans la direction de l'objet. Le but de l'opération est d'augmenter l'ouverture angulaire sous laquelle est balayée la cible, et ainsi d'améliorer la résolution. Afin d'appliquer le *spotlight* à la synthèse d'ouverture laser en LOFI, nous avons proposé un dispositif en rotation, basé sur des miroirs galvanométriques; celui-ci permet l'amélioration de la résolution par rapport au *stripmap* [Eqs. (2-10) et (2-11)], [Figure 2-12]. En terme de résolution, nous avons montré que les deux opérations de synthèse (en translation et en rotation) consistent en une refocalisation numérique d'un front d'onde, qui est rendue possible par la double information amplitude et phase, du champ électrique réinjecté en LOFI. Plus précisément, les deux montages sont identiques à une lentille à focale variable ; la seule différence est que cela se fait à ouverture numérique constante dans le cas de la synthèse en translation [Figure 2-15], alors que c'est à diamètre de lentille constant, dans le cas de la synthèse en rotation [Figure 2-12]. La synthèse en translation permet donc de conserver la résolution au-delà de la distance de travail et donc de résoudre la problématique posée à la fin du chapitre 1: comment réaliser des images résolues en profondeur. Le dispositif de synthèse en rotation est, quant à lui, bien plus adapté à une imagerie de près, sans lentille, puisque l'ouverture numérique équivalente est très importante (et donc la résolution très bonne) dans ce cas.

La synthèse d'ouverture LOFI, étant équivalente à une lentille à focale variable, permet d'obtenir une information pseudo-3D en une seule acquisition brute 2D [Figure 2-13]. En effet, dans le cas de la synthèse, il suffit de se focaliser numériquement dans les différentes

tranches de la cible, à partir de la même image brute, tandis qu'avec un dispositif direct, il aurait été nécessaire d'acquérir séparément chaque tranche ; il s'ensuit ainsi un gain de temps important.

Nous avons montré, cependant, que l'intérêt de la synthèse d'ouverture est obtenu au détriment du bilan photométrique et du temps d'acquisition (acquisition d'une zone floue supplémentaire). Plus spécifiquement :

- En ce qui concerne le montage en translation :

Nous avons démontré que l'efficacité de collection des photons rétro-réfléchis par la cible, se dégrade proportionnellement avec le carré de la défocalisation [Eqs. (2-38), (2-39)]. Cette dégradation s'explique principalement par le fait que le LOFI est équivalent au microscope confocal que l'on utilise dans cette configuration, en dehors de sa zone focale. Cette dégradation est partiellement rattrapée par le nombre de pixels que l'on somme pour parvenir à l'image de synthèse. Nous avons également montré que la bonne résolution obtenue par la synthèse en translation, se paye aussi au niveau du temps d'acquisition brute. Celle-ci étant floue, il est nécessaire d'acquérir des pixels supplémentaires pour réaliser la synthèse; or, le nombre de ces pixels est proportionnel au carré de la défocalisation [Eq. (2-43)]. L'image finale est donc plus volumineuse et prend plus de temps à être acquise.

- En ce qui concerne le montage en rotation :

Dans ce cas, nous avons démontré que l'efficacité de collection des photons rétro-réfléchis par la cible se dégrade proportionnellement au carré de la distance miroir-cible, dans le cas d'une imagerie de près à forte résolution [Eq. (2-29)] et à la puissance quatrième de la distance miroir-cible, [Eq. (2-30)] dans le cas d'images en profondeur. Cette dégradation se produit pour les mêmes raisons que dans la synthèse en translation (utilisation d'un microscope confocal en dehors de sa zone d'utilisation). De même, nous avons également montré que la synthèse en translation n'est pas satisfaisante quant au temps d'acquisition brute (et de la taille de l'image) comme la synthèse en translation. A forte distance, ce temps d'acquisition ne varie cependant plus [Eq. (2-34)] puisque la résolution (donc la surface d'un pixel synthétique) augmente de façon identique à la surface du flou. Le nombre de pixels associé à la zone de flou se stabilise donc, contrairement à ce qui se passe dans le cas de la synthèse en translation (c'est le prix de la résolution constante).

Globalement, la perte de signal est dramatique dès que l'on s'éloigne de quelque distance de Rayleigh, au-delà de la distance de travail. Finalement, il est difficile d'obtenir vraiment de bonnes performances, en profondeur, à cause de cette dégradation de l'efficacité de collection. Par exemple, dans le cas de la synthèse en translation, si l'on s'éloigne de $100 Z_R$ du waist du laser, il y a une chute de l'énergie par pixel (carré du signal d'amplitude) dans l'image de synthèse finale d'un facteur 10^4 . En pratique, nous ne sommes jamais allés au-delà de 20% de la distance de travail de l'objectif de microscope, alors même que l'on utilisait une cible ayant un comportement catadioptrique (billes de silice, [Annexe E]).

Un autre problème est l'impossibilité d'avoir réellement accès à une imagerie 3D, avec la synthèse LOFI, à cause de l'effet d'ombrage (les objets de devant masquant ceux de derrière). En pratique, il est nécessaire de se limiter à des objets pseudo 3D (des objets 2D sur une surface qui n'est pas nécessairement plane).

b) Perspectives

Nous avons vu, qu'à cause d'une importante dégradation de l'efficacité de collection, il n'était pas envisageable d'aller au-delà de quelques dizaines de pourcents de la distance de travail. Un de nos objectifs de thèse consistant à allier profondeur et résolution, semble donc difficile à atteindre avec la synthèse d'ouverture. Dans la suite de cette thèse, nous allons donc tâcher de résoudre un autre problème qui est celui de l'imagerie à travers des milieux dits complexes. Cela veut dire diffusants mais également hétérogènes (donc qui introduisent des aberrations et/ou qui ne sont pas plans). Afin de répondre à cette problématique, nous allons proposer dans le chapitre qui suit, une correction numérique des aberrations que pourrait introduire le milieu.

Dans le futur et dans le domaine de la synthèse d'ouverture laser, il pourrait être intéressant d'améliorer la configuration en rotation, notamment en terme de résolution. En effet, pour l'instant, dans notre configuration actuelle, avec un balayage galvanométrique en rotation, l'ouverture angulaire reste tout de même limitée [Figure 2-8] contrairement au *spotlight* utilisé en RADAR [Figure 2-4(b)]. Afin d'augmenter l'ouverture de balayage, il est nécessaire que l'axe du laser reste strictement dans la direction de la cible comme en RADAR. Une possibilité pour atteindre ce but pourrait être l'utilisation d'un dispositif fibré qui tourne autour de la cible. Cependant, ces types de dispositifs fibrés [34] posent de nombreux problèmes mécaniques et la phase est très sensible aux mouvements de la fibre.

De même, en SAR, comme précisé dans l'introduction, si l'on combine plusieurs mesures synthétiques successives (comportant chacune une double information amplitude et phase), il est possible d'obtenir des informations, comme le déplacement entre les deux acquisitions ([Figure 2-5(d)] et [24]) (le déplacement est alors donné par des franges). De même, une information sur la topographie est aussi accessible, s'il y a un décalage entre les trajectoires des aéronefs ([Figure 2-5(c)] et [23]). Il pourrait être intéressant de développer des dispositifs similaires en optique à l'aide du LOFI synthétique. C'est ce que nous avons commencé à faire, en ce qui concerne le déplacement en deux mesures séparées temporellement, et nous avons obtenu des résultats encourageants qui mériteraient d'être poursuivis.

REFERENCES

1. C. S. Roychoudhuri, *et al.*, "Van Cittert-Zernike theorem for introductory optics course using the concept of fringe visibility," Proc. SPIE **2525**, 148-160 (1995).
http://spie.org/etop/1995/148_1.pdf
2. S. Loiseau, "Interférométrie optique : ombres et lumières sur l'univers," La Recherche. **292**, 68 (1996). <http://www.larecherche.fr/savoirs/autre/interferometrie-optique-ombres-lumieres-univers-01-11-1996-87526>
3. M. Stephan, "Notice sur l'observatoire de Marseille," Bulletin astronomique. **1**, 122-132 (1884). <http://www.oamp.fr/patrimoine/step1884.html>
4. A. A. Michelson, *et al.*, "Measurement of the diameter of alpha Orionis with the interferometer," Astrophys. J. **53**, 249-259 (1921).
<http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pmc/articles/PMC1084808/pdf/pnas01902-0013.pdf>
5. A. Labeyrie, "Interference fringes obtained on VEGA with two optical telescopes," Astrophys. J. **196**, L71-L75 (1975).
<http://adsabs.harvard.edu/full/1975ApJ...196L..71L>

6. F. Pietro, *et al.*, *Coherent Light Microscopy: Imaging and Quantitative Phase Analysis Series*, Springer Series in Surface Sciences. **46**, 372 p (2011).
<http://www.springer.com/physics/optics+%26+lasers/book/978-3-642-15812-4>
7. D. Gabor, "Holography, 1948-1971," Nobel Lecture, Imperial Colleges of Science and Technology, London (1971).
http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1971/gabor-lecture.pdf
8. B. Rappaz, *et al.*, "Measurement of the integral refractive index and dynamic cell morphometry of living cells with digital holographic microscopy," *Opt. Express* **13**, 9361-9373 (2005). <http://www.opticsinfobase.org/oe/abstract.cfm?URI=oe-13-23-9361>
9. F. Dubois, *et al.*, "Digital holographic microscopy for the three-dimensional dynamic analysis of in vitro cancer cell migration," *J. Biom. Opt.* **11**, 054032 (2006).
<http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/17092181>
10. M. Debailleul, *et al.*, "Holographic microscopy and diffractive microtomography of transparent samples," *Meas. Sci. Technol.* **19**, 074009 (2008).
<http://www.label.mips.uha.fr/fichiers/articles/IOP2008.pdf>
11. N. Streibl, "Phase imaging by the transport equation of intensity," *Opt. Comm.* **49**, 6-10 (1984). <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0030401884900798>
12. G. Pedrini, *et al.*, "Wave-front reconstruction from a sequence of interferograms recorded at different planes," *Opt. Lett.* **30**, 833-835 (2005).
<http://www.opticsinfobase.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-30-8-833>
13. D. Tseng, *et al.*, "Lensfree microscopy on a cellphone," *Lab. Chip.* **10**, 1787-1792 (2010). <http://pubs.rsc.org/en/Content/ArticleLanding/2010/LC/c003477k>
14. A. Jesacher, *et al.*, "Quantitative single-shot imaging of complex objects using phase retrieval with a designed periphery," *Opt. Express* **20**, 5470-5480 (2012).
<http://www.opticsinfobase.org/oe/abstract.cfm?URI=oe-20-5-5470>

15. R. Binet, *et al.*, “Short-Range Synthetic Aperture Imaging at 633 nm by Digital Holography,” *Appl. Opt.* **41**, 4775-4782 (2002).
<http://www.opticsinfobase.org/ao/abstract.cfm?URI=ao-41-23-4775>
16. T. R. Hillman, *et al.*, “High-resolution, wide-field object reconstruction with synthetic aperture Fourier holographic optical microscopy,” *Opt. Express* **17**, 7873-7892 (2009).
http://obel.ee.uwa.edu.au/publications/journals/OE_2009_v17_n10_p7873_Hillman.pdf
17. K. Su, *et al.*, “Two-dimensional interferometric and synthetic aperture imaging with a hybrid terahertz/ millimeter wave system,” *Appl. Opt.* **49**, E13-E19 (2010).
<http://www.opticsinfobase.org/ao/abstract.cfm?URI=ao-49-19-E13>
18. D. Massonnet, *Imaging with Synthetic Aperture Radar*, EPFL Press, 280 p (2008).
<http://www.epflpress.org/product/14/9782940222155/Imaging%20with%20Synthetic%20Aperture%20Radar>
19. A. W. Love, “In Memory of Carl A. Wiley,” *IEEE Antennas and Propagation Society Newsletter*. **27** , 17–18 (1985).
<http://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?arnumber=01141988>
20. W. G. Carrara, *Spotlight Synthetic Aperture Radar: Signal Processing Algorithms*, Artech House, 572 p (1995). <http://www.artechhouse.com/International/Books/Spotlight-Synthetic-Aperture-Radar-Signal-Processi-435.aspx>
21. B. D. Rigling, *et al.*, “Three-Dimensional Surface Reconstruction From Multistatic SAR Images, *IEEE Trans. Imag. Process.* **14**, 1150-1171 (2005). http://www2.ece.ohio-state.edu/~randy/publications/RLM_journal/J41.pdf
22. J. J. Van Zyl, *et al.*, *Synthetic Aperture Radar Polarimetry*, Wiley 312 p (2011).
<http://eu.wiley.com/WileyCDA/WileyTitle/productCd-1118115112.html>

23. D. Small, *et al.*, “Geocoding and Validation of ERS-1 InSAR-derived Digital Elevation Models,” *EARSeL Advances in Remote Sensing*, **4**, 26-39 (1995).
http://www.earsel.org/Advances/4-2-1995/4-2_03_Small.pdf
24. G. Liu, *et al.*, “Surface deformation associated with the 2008 Ms8.0 Wenchuan earthquake from ALOS L-band SAR interferometry,” *J. Appl. Earth Obs. Geoinf.* **12**, 496–505 (2010). <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0303243410000607>
25. M. Von Laue, “Concerning the detection of X-ray interferences,” Nobel Lecture (1915).
http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1914/laue-lecture.pdf
26. Lequeux, *Cristallographie & Radiocristallographie*, cours ESPCI ParisTech 64 p (2004). <https://fondsdoc.espci.fr/alexandrie-7/dyn/portal/index.seam?page=alo&aloId=12038&nat=1&fonds=1&cid=9393>
27. David Harker, “The application of the three-dimensional Patterson method and the crystal structures of proustite, Ag_3AsS_3 , and pyrargyrite, Ag_3SbS_3 ,” *J. Chem. Phys.* **4**, 381-390 (1936). http://jcp.aip.org/resource/1/jcpsa6/v4/i6/p381_s1?isAuthorized=no
28. J. Karle, “Recovering phase information from intensity data,” Nobel lecture (1985).
http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/chemistry/laureates/1985/karle-lecture.pdf
29. J. Karle, “Some Developments in Anomalous Dispersion for the Structural Investigation of Macromolecular Systems in Biology,” *Int. J. Quant. Chem. Quantum Biology Symposium* **7**, 357–367 (1980). http://link.springer.com/chapter/10.1007%2F978-94-009-4027-7_17#page-2
30. K. A. Nugent, *et al.*, “Quantitative Phase Imaging Using Hard X Rays,” *Phys. Rev. Lett.* **77**, 2961-2964 (1996). http://prl.aps.org/abstract/PRL/v77/i14/p2961_1
31. C.C. Aleksoff, *et al.*, “Synthetic aperture imaging with a pulsed CO₂ TEA laser,” *Proc. SPIE* **783**, 29–40 (1987). http://spie.org/x648.html?product_id=940575

32. S. Markus, *et al.*, “Solid-state laser synthetic aperture radar,” *Appl. Opt.* **33**, 960 – 964 (1994). <http://www.opticsinfobase.org/ao/abstract.cfm?uri=ao-33-6-960>
33. T. J. Green, *et al.*, “Synthetic-aperture-radar imaging with a solid-state laser,” *Appl. Opt.* **34**, 6941 – 6949 (1995). <http://www.opticsinfobase.org/ao/abstract.cfm?uri=ao-34-30-6941>
34. M. Bashkansky, *et al.*, “Two-dimensional synthetic aperture imaging in the optical domain,” *Opt. Lett.* **27**, 1983-1985 (2002).
<http://www.opticsinfobase.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-27-22-1983>
35. S. M. Beck, *et al.*, “Synthetic-aperture imaging laser radar: laboratory demonstration and signal processing,” *Appl. Opt.* **44**, 7621–7629 (2005).
<http://www.opticsinfobase.org/ao/abstract.cfm?URI=ao-44-35-7621>
36. A. Witomski, *et al.*, “Synthetic aperture laser optical feedback imaging using galvanometric scanning,” *Opt. Lett.* **31**, 3031–3033 (2006).
<http://www.opticsinfobase.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-31-20-3031>
37. A. Witomski, *et al.*, “Two dimensional synthetic aperture laser optical feedback imaging using galvanometric scanning,” *Appl. Opt.* **47**, 860–869 (2008).
<http://www.opticsinfobase.org/ao/abstract.cfm?URI=ao-47-6-860>
38. A. Witomski, *Imagerie laser à synthèse d’ouverture par reinjection optique*, Thèse Physique, Université Joseph Fourier Grenoble (2007). <http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00144904/>
39. E. Lacot, *et al.*, “Optimization of an autodyne laser interferometer for high-speed confocal imaging,” *J. Opt. Soc. Am. A* **30**, 60-70 (2013). <http://hal.archives-ouvertes.fr/hal-00768452/>

CHAPITRE 3 : LA MICROSCOPIE PLENOPTIQUE

LOFI

1) Introduction : l'imagerie plénoptique

Ce chapitre s'appuie essentiellement sur le dernier article publié durant cette thèse [Annexe I]. Nous avons vu dans le chapitre précédent qu'il était difficile de faire de la synthèse d'ouverture en profondeur en raison de la faible quantité de photons collectés. En effet, l'efficacité de collection se dégrade rapidement avec la défocalisation initiale lors de l'acquisition brute. Dans cette partie, nous allons nous intéresser à notre seconde problématique qui est la focalisation à travers des milieux qui, en plus d'être diffusants, peuvent être hétérogènes. De même nous nous intéresserons à des cibles observées qui peuvent être non planes. Les hétérogénéités vont déformer le faisceau laser au fur et à mesure de sa propagation, ce qui va générer des aberrations et donc dégrader la résolution. Le caractère non planaire de la cible va également dégrader la résolution. En effet, si l'on prend par exemple une surface courbe à imager (par exemple une cellule biologique) avec des variations de surface supérieures à la distance de Rayleigh de l'objectif, certaines zones de l'image brute ne seront pas vues nettement lorsque l'on est focalisé dans un plan. Pour corriger ces problèmes, nous pouvons utiliser des dispositifs d'imagerie plénoptique. Ceux-ci ont été introduits pour la première fois par le prix Nobel Gabriel Lippman en 1908 [1], sous le nom « photographie intégrale ». Avec des dispositifs d'imagerie conventionnels, seule la position d'impact x des rayons sur le détecteur est enregistrée [Figure 3-1]. Avec un détecteur plénoptique, l'information sur leur direction de propagation θ_x est, elle aussi, disponible (on raisonne selon une direction X pour simplifier). Il en résulte que l'on a une information complète sur le rayon lumineux [Figure 3-1].

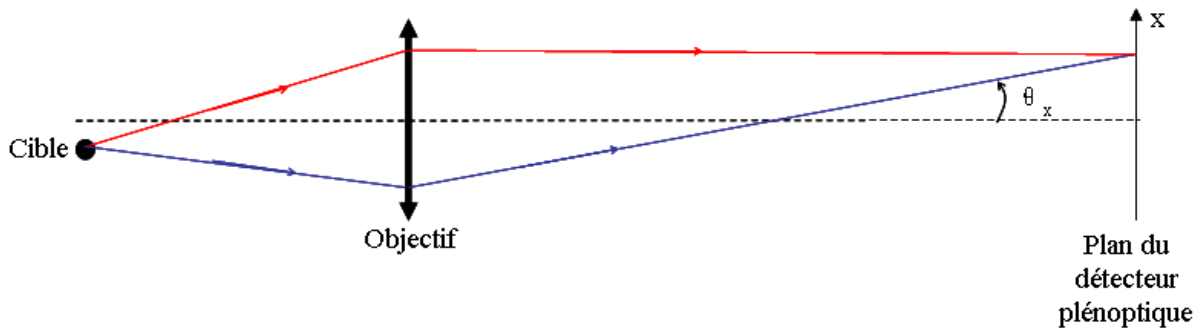


Figure 3-1: Définition des paramètres utilisés. Grâce au détecteur plénoptique, ce ne sont plus seulement les coordonnées des points d'impact des rayons qui sont mesurées, mais également leur direction de propagation. Ce sont donc les trajectoires des rayons lumineux qui sont déterminées avec une double information sur x , le point de départ du photon dans le plan de la cible, et sur θ_x , l'angle de propagation du photon avec l'axe optique. Ici tout est représenté selon la direction X , mais la situation est analogue devant Y (en réalité avec le plénoptique nous avons une information 4 dimensions x, y, θ_x, θ_y).

Avec ce type de dispositif, il est possible de faire de la refocalisation numérique. En effet, si un objet est situé en dehors du plan focal de l'objectif, les rayons lumineux issus de chacun des points de celui-ci, vont frapper le détecteur, non pas en un endroit unique du détecteur (stigmatisme) mais en des endroits différents. Connaissant la défocalisation exacte, il est possible de prévoir la répartition des rayons (point d'impact et direction de propagation) issus de chaque point de la cible [Figure 3-2(a)]. Comme un détecteur plénoptique nous donne justement accès à la double information position et direction d'impact des rayons lumineux, il est alors possible de reconstituer l'image nette de la cible, en sommant les rayons lumineux appropriés, pour chaque pixel final. Pour simplifier, la Figure 3-2(a) nous montre l'exemple d'un objet ponctuel : les traits rouges représentent les rayons lumineux issus de l'objet ponctuel situé en dehors du plan conjugué avec le détecteur (celui-ci est donc flou à l'enregistrement). Dans l'image finale nette refocalisée dans le plan de cet objet, le pixel correspondant à cet objet (ponctuel) est calculé en sommant les rayons lumineux (en rouge sur la Figure 3-2(a)). Les autres points de ce plan sont obtenus d'une manière analogue. De même, il est possible de corriger les aberrations optiques au sens général, car la défocalisation n'est qu'un cas particulier d'aberration. En effet, une aberration correspond à un ensemble de rayons issus d'un objet ponctuel qui ne se croisent pas au même endroit sur le détecteur. De la même façon, en intégrant les rayons lumineux appropriés, nous serons donc capables de compenser n'importe quel type d'aberration. En effet, connaissant les aberrations de l'objectif, nous sommes capables de prévoir la propagation des rayons lumineux à travers le système, jusqu'au détecteur. En sommant les bons rayons dans chaque pixel de l'image finale,

il est donc possible de compenser ces aberrations. La Figure 3-2(b) présente ainsi la situation d'un objectif présentant de l'aberration sphérique (les rayons en bord d'ouverture convergent plus vite que les rayons paraxiaux) réalisant l'image d'un objet ponctuel sur le détecteur. Dans l'image finale, le pixel correspondant à ce point est obtenu en sommant les bons rayons lumineux (ceux en bleu sur la Figure 3-2(b)). Avec ces nouvelles potentialités de l'imagerie plénoptique, il est donc possible de s'affranchir des problèmes liés aux milieux hétérogènes.

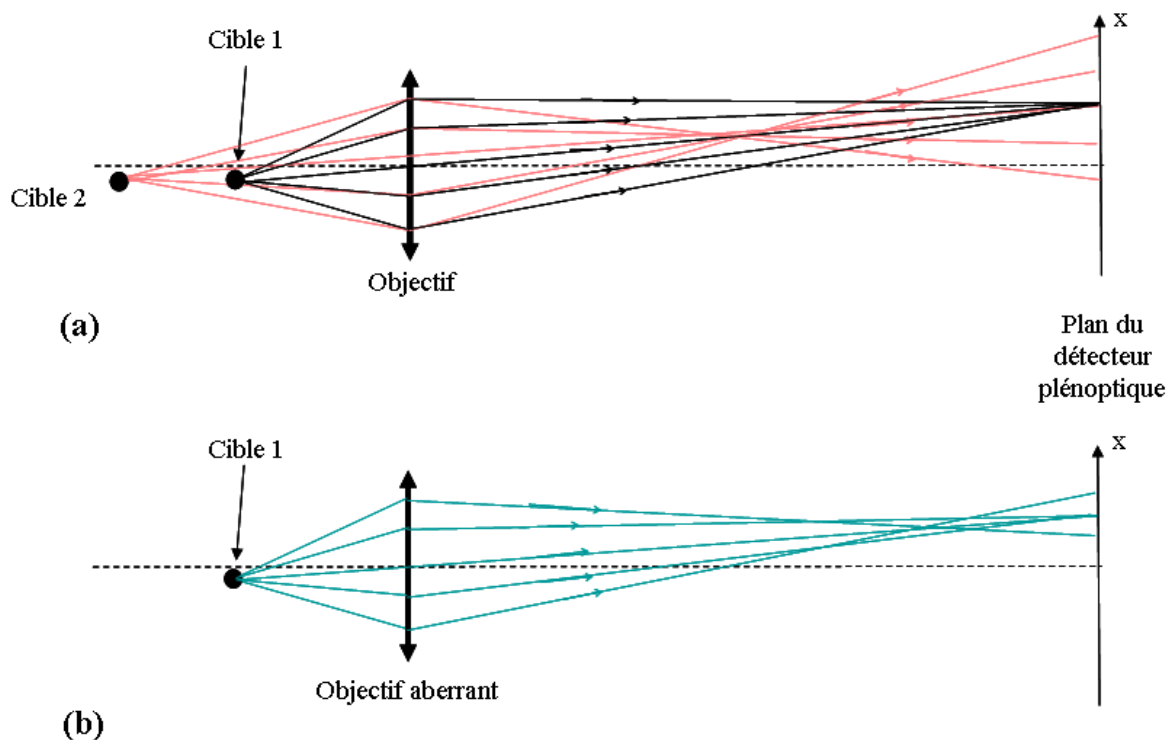


Figure 3-2: Illustration des deux possibilités de l'imagerie plénoptique. Les rayons lumineux issus d'un objet ponctuel sont visualisés dans plusieurs situations. (a) Cas d'un objectif parfait avec des objets respectivement dans le plan (rayons noirs) et en dehors du plan conjugué (rayons rouges) avec le détecteur. (b) Cas d'un objectif de même focale mais qui présente en plus de l'aberration sphérique, l'objet est conjugué avec le détecteur (rayons bleus). Le détecteur plénoptique donne accès à la double information position / angle de propagation des rayons issus de la cible [Figure 3-1], ce qui permet un traitement numérique de la défocalisation ou des aberrations.

Nous présentons maintenant brièvement les deux principaux dispositifs qui ont été développés jusque-là. Un dispositif basé sur une matrice de microlentilles, et l'autre basé sur des masques optiques. Dans cette partie, par souci de simplicité, nous nous restreignons à des dispositifs unidimensionnels selon la direction X ; et c'est donc l'espace (x, θ_x) qui est échantillonné. L'analogie est, bien sûr, vraie dans l'autre direction.

a) Dispositif basé sur une matrice de microlentilles

Le premier dispositif expérimental à avoir été développé, l'a été par Adelson *et al.* en 1992 [2] puis plus largement par Levoy et Ng [3-5]. L'imagerie plénoptique a trouvé des applications, autant dans le domaine de la photographie [3,4] que dans le domaine de la microscopie [5]. Dans ce premier type de dispositif, le caractère plénoptique du détecteur est obtenu en plaçant une matrice de microlentilles devant une camera CCD [Figure 3-3] celle-ci étant placée dans le plan focal, image de la matrice de microlentilles. Plus précisément, derrière chaque microlentille se trouve $N \times N$ pixels. La position d'impact des rayons est donc déterminée par la microlentille qui est traversée (la résolution de l'image finale est donc liée à la taille de la microlentille) tandis que la résolution angulaire est liée au groupe de pixels derrière la microlentille [Figure 3-3(b)]. Finalement, chaque pixel correspond à un rayon lumineux précis. De tels dispositifs sont disponibles commercialement dans deux principales sociétés qui les distribuent : la société allemande [Raytrix](#) (plutôt pour les professionnels, [Figure 3-3(a)]) et la société américaine [Lytro](#) (plutôt pour le grand public).

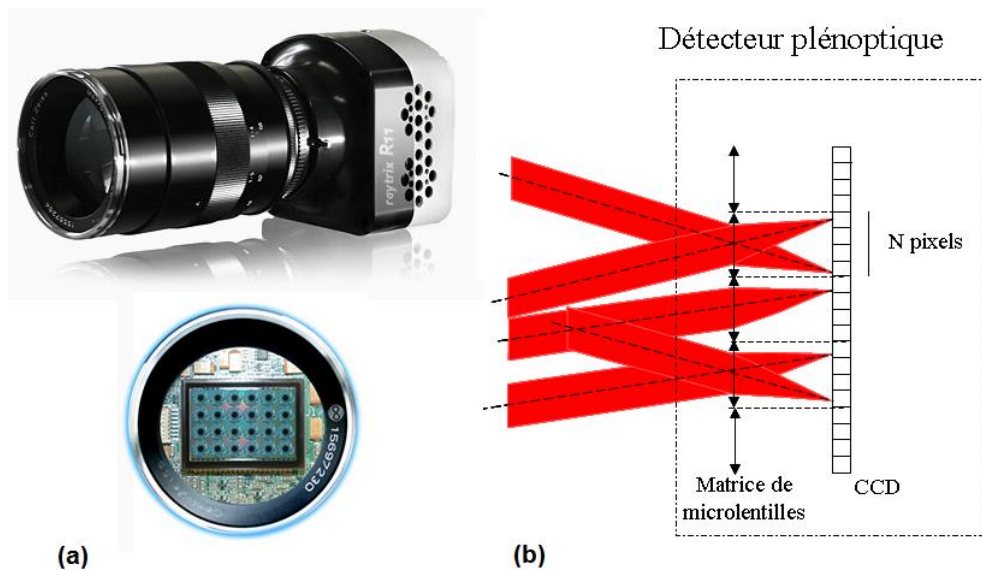


Figure 3-3: Principe d'un détecteur plénoptique basé sur une matrice de microlentilles. (a) Appareil photo utilisant un tel détecteur développé par la société allemande [Raytrix](#). (b) Schéma de fonctionnement (représenté dans une direction) du détecteur : la position d'impact du photon est déterminée par la position de la microlentille traversée, tandis que les N pixels derrière chaque microlentille, permettent de déterminer l'angle d'arrivée des rayons.

Avec un tel dispositif, nous avons donc bien une double information position et direction de propagation des rayons lumineux. Cependant, il paraît clair que l'obtention de la résolution angulaire se fait au détriment de la résolution spatiale [Figure 3-4]; en effet le nombre de degrés de liberté (quantité d'informations) est donné par le nombre total de pixels qui est une constante propre à la matrice CCD utilisée.

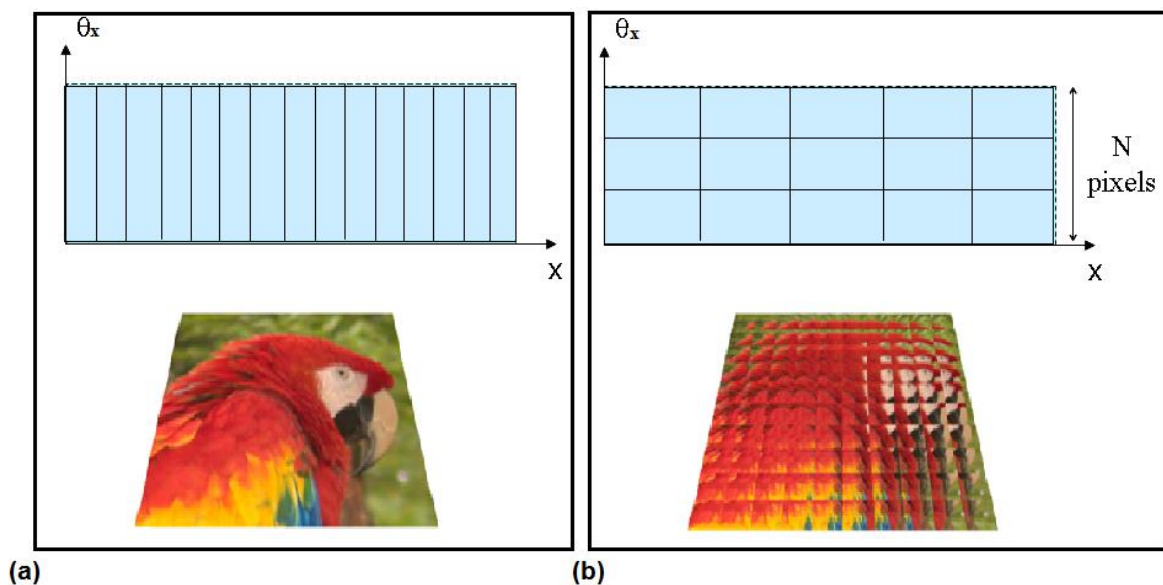


Figure 3-4: Illustration du compromis résolution spatiale-résolution angulaire. Les zones rectangulaires bleues représentent les degrés de liberté d'information que l'on a dans l'espace (x, θ_x) (chacun de ces degrés de liberté représentant un pixel). (a) Cas d'un détecteur normal (pas de matrice de microlentilles avant le détecteur CCD) : un pixel ne fait pas la différence entre deux rayons ayant des directions de propagations différentes et l'information est donc intégrée sur toute l'ouverture de l'objectif. L'image du perroquet est l'image obtenue sur ce détecteur. (b) Cas du détecteur plénoptique (matrice CCD dans le plan focal de la matrice de microlentilles), N représente le nombre de pixels derrière chaque microlentille [Figure 3-3(b)]. Dans les deux cas : il y a perte de résolution spatiale en faveur de l'information angulaire; en effet, l'aire dans l'espace (x, θ_x) correspondant à chaque degré de liberté, se conserve. Image des perroquets tirée de <http://www.drgoulu.com/2010/10/06/adiieu-focale/>.

Comme avec tous les détecteurs plénoptiques, il est possible de faire de la refocalisation [Figure 3-2 et Figure 3-5] ou de la correction d'aberrations numériquement [Figure 3-6], en intégrant les bons rayons lumineux (ici un pixel représente un rayon lumineux). Pour comprendre, d'un point de vue théorique, ce qu'il se passe, lors de la refocalisation numérique, il est commode de représenter l'image que l'on veut acquérir dans l'espace (x, θ_x) [Figure 3-5(a)]. Dans le cas d'une défocalisation, il y a une torsion dans l'espace (x, θ_x) [Figure 2-18] et pour obtenir une image refocalisée, il est nécessaire d'intégrer les

pixels le long de cette torsion. Ces pixels sont matérialisés par une même couleur sur la Figure 3-5(a). Un exemple concret d'image plénoptique est donné sur les Figure 3-5(b), (c) et (d) où l'on voit une succession d'images refocalisées numériquement dans différents plans. Ceci montre la réalité expérimentale de l'imagerie plénoptique.

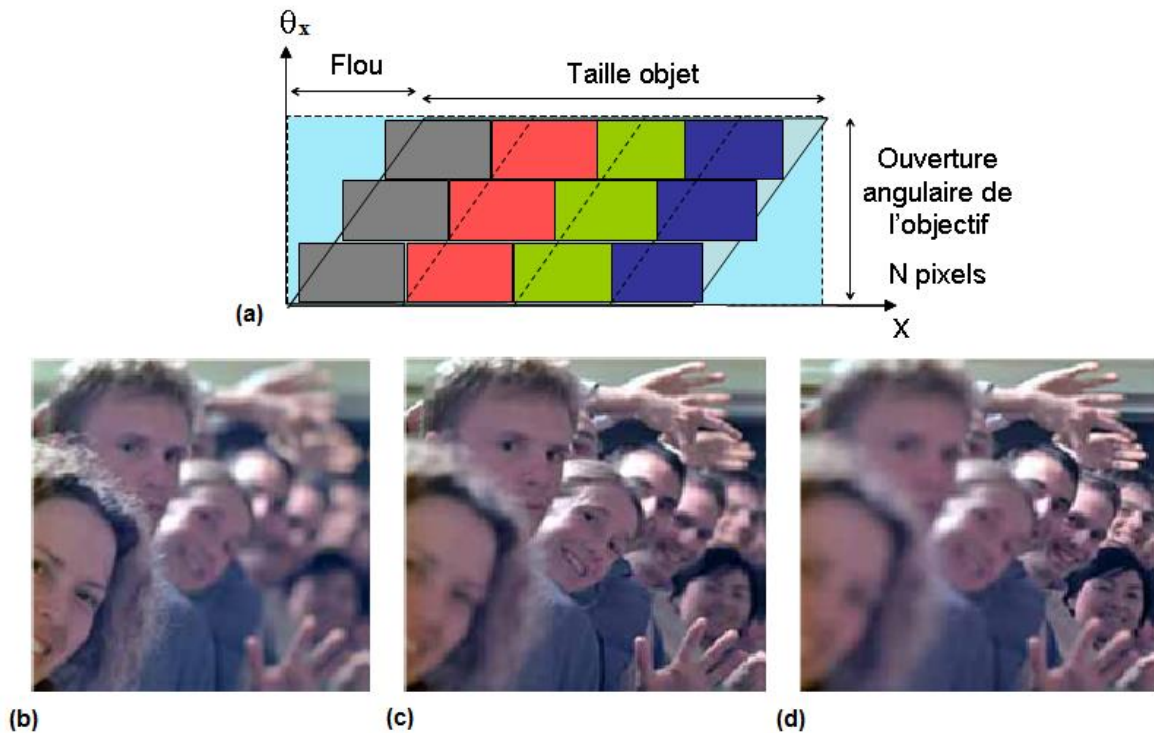


Figure 3-5: Illustration de la refocalisation numérique à partir d'une image brute plénoptique. (a) Illustration théorique : l'image brute de départ (correspondant au parallélogramme) est floue et cette défocalisation correspond à une torsion dans l'espace (x, θ_x) d'autant plus grande que le flou est important (les rayons des différents points de l'ouverture ne tombent pas au même endroit). Pour refocaliser dans un plan, il suffit d'intégrer tous les rayons lumineux appropriés [Figure 3-2(b)]. Ceci revient à l'intégration des pixels de la même couleur, le long du parallélogramme associé à l'image de ce plan (on somme tous les rayons issus du même endroit). Les images (b), (c) et (d) correspondent à une image plénoptique d'un défilé; la refocalisation numérique se fait respectivement devant, au milieu et au fond du défilé. Images tirées de [4].

L'intérêt de la refocalisation numérique est de pouvoir obtenir finalement, un appareil avec une profondeur de champ plus importante, en gardant la même ouverture, et donc en gardant la même quantité de lumière incidente. Sans appareil plénoptique, la seule façon d'améliorer la profondeur de champ, serait de réduire l'ouverture de la lentille, et donc d'intégrer plus longtemps, pour garder le même rapport signal sur bruit (ce qui peut provoquer des flous de bougé si l'on a pas de trépied).

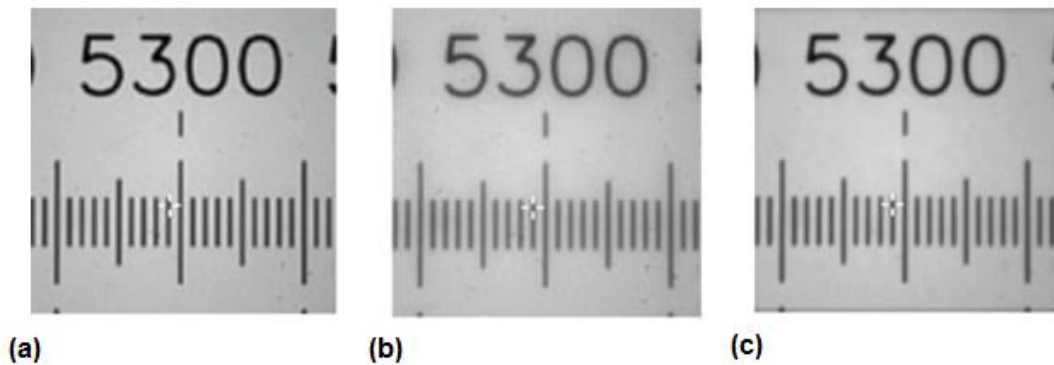


Figure 3-6: Illustration de la correction numérique des aberrations. L'objet est une règle micrométrique (Edmunds M53–713). (a) Image faite dans de bonnes conditions (sans aberrations) et (b) et (c) avec un objectif présentant de l'aberration sphérique (on ajoute une couche de glycérol entre l'objectif et la cible). Dans le cas (b), on ne fait pas de traitement numérique et, dans le cas (c), on effectue une correction numérique des aberrations. Images tirées de [5].

Il y a bien entendu une limitation à la profondeur de champ maximale accessible : grâce à la résolution angulaire, dans [4], il est montré qu'il est possible d'augmenter la profondeur de champ d'un facteur N au maximum. De même, nous avons vu qu'il y avait un compromis entre la résolution spatiale, et angulaire, qui dépend du nombre de pixels N , derrière chaque microlentille. Dans sa thèse, Ng démontre [4] qu'en changeant la distance entre les microlentilles et la matrice CCD, il était possible d'améliorer continuellement la résolution spatiale au détriment de la résolution angulaire. En fonction de ses besoins, l'utilisateur peut donc « régler le caractère plénoptique » de son appareil et peut même se ramener au cas d'un appareil normal (pas de résolution angulaire), quand la matrice de microlentilles est collée à la matrice CCD. Il y a également un problème de sensibilité (en nombre de photons) des matrices CCD et des détecteurs CMOS, qui ne sont donc pas adaptés à notre problématique d'imagerie à travers les milieux diffusants, où très peu de photons sont détectés. Pour finir, il peut aussi y avoir des aberrations chromatiques liées à l'emploi de microlentilles.

b) Dispositif basé sur des masques optiques

Un autre type de dispositif basé sur l'utilisation d'un masque optique (à la place de la matrice de microlentilles) a été proposé en 2007 [6], par des chercheurs au [Mitsubishi Electric Research Laboratories](#) (MERL) aux Etats-Unis [Figure 3-7]. Dans ce dispositif, un masque optique possède comme fonction de transparence, une sinusoïde avec quelques harmoniques. Celle-ci est placée entre la matrice CCD et l'objectif.

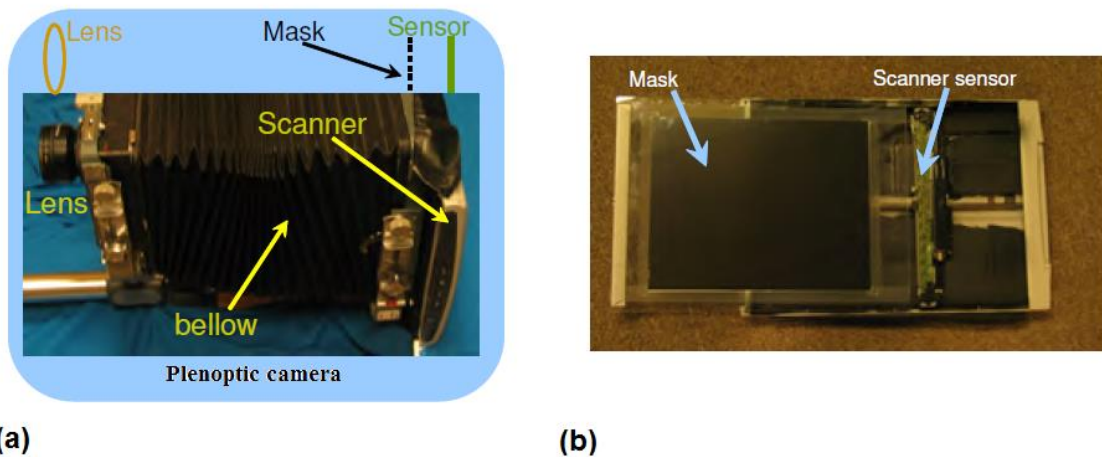


Figure 3-7: Appareil photo plénoptique développé par Mitsubishi, reposant sur l'utilisation d'un masque de transmission. (a) Photographie du dispositif. (b) Appareil vu de l'intérieur : on distingue les placements relatifs du masque et du détecteur. Images tirées de [6].

Comme pour les dispositifs basés sur des microlentilles, le but est d'avoir une information sur l'image dans l'espace (x, θ_x) afin de pouvoir faire de la refocalisation numérique [Figure 3-5] ou de la correction d'aberrations [Figure 3-6]. La différence avec les dispositifs précédents, est, qu'ici, on n'obtient pas directement une information dans l'espace (x, θ_x) où chaque pixel représentait un couple (x, θ_x) , mais plutôt dans l'espace fréquentiel (f_x, f_{θ_x}) qui est la transformée de Fourier de l'espace direct. Le retour à l'espace (x, θ_x) se fait par simple transformée de Fourier inverse. Plus précisément, sans masque, la lecture brute des pixels correspond dans l'espace (f_x, f_{θ_x}) , à une coupe selon f_x avec $f_{\theta_x} = 0$ (rectangle marron en tirets pointillés sur la Figure 3-8). Dans ce cas, il n'est donc pas possible d'obtenir des informations selon f_{θ_x} , et donc, il n'est pas possible d'avoir une résolution angulaire. Pour résoudre ce problème, nous plaçons donc un masque entre l'objectif et le détecteur. Ce masque possède comme fonction de transparence, une somme de sinusoides (un fondamental et ses harmoniques); on montre que celui-ci va produire des répliques (dans l'espace (f_x, f_{θ_x})) de l'information de départ dans une direction), dans une direction dépendant de la position exacte du masque [Figure 3-8(a)]. Ainsi par exemple, si le masque est au niveau de l'objectif, cette direction sera selon f_{θ_x} , et inversement si le masque est au niveau du détecteur, cette direction sera selon f_x . L'écart entre les répliques dépend, lui, de la périodicité du masque et le nombre de répliques dépend du nombre d'harmoniques présentes

dans le masque. En choisissant de façon astucieuse les différents paramètres du masque (position, périodicité et nombre d'harmoniques), il est alors possible « d'étaler » sur la direction f_x toute l'information (f_x, f_{θ_x}) initialement inaccessible [Figure 3-8]. Concrètement, la récupération de la double information (x, θ_x) de l'image s'obtient selon la procédure suivante :

- Acquisition des données brutes des pixels de la CCD.
- Transformée de Fourier du signal, nous avons alors l'information de la Figure 3-8(b).
- Reconstitution de l'espace f_{θ_x} [Figure 3-8(b)].
- Transformée de Fourier inverse pour obtenir l'espace (x, θ_x) .

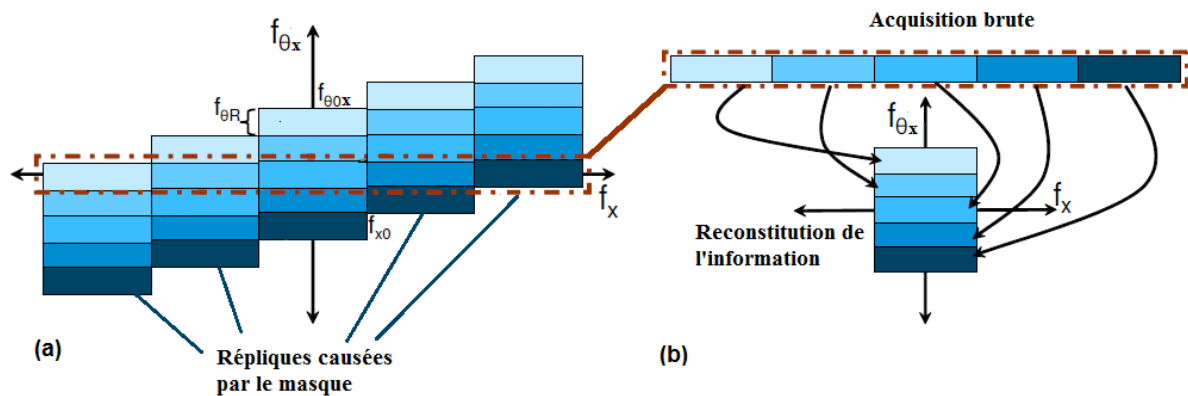


Figure 3-8: Processus de récupération des informations angulaires et spatiales pour les dispositifs plénoptiques par masque. (a) Signal dans l'espace (f_x, f_{θ_x}) après positionnement du masque : les harmoniques du masque [Figure 3-7(c)] créent des répliques du signal d'origine (rectangle de taille f_{x0} et $f_{\theta0x}$). (b) Récupération du signal d'origine à partir de l'acquisition brute (qui est une coupe selon f_x , matérialisé par le rectangle marron). Images tirées de [6].

La Figure 3-9 montre un exemple de photographie prise par l'appareil de la Figure 3-7(a). Nous pouvons vérifier qu'à partir de l'image brute (donc acquisition avec masque) [Figure 3-9(a) et (d)], il était possible de faire de la refocalisation numérique dans différents plans [Figure 3-9(b) et (c)].

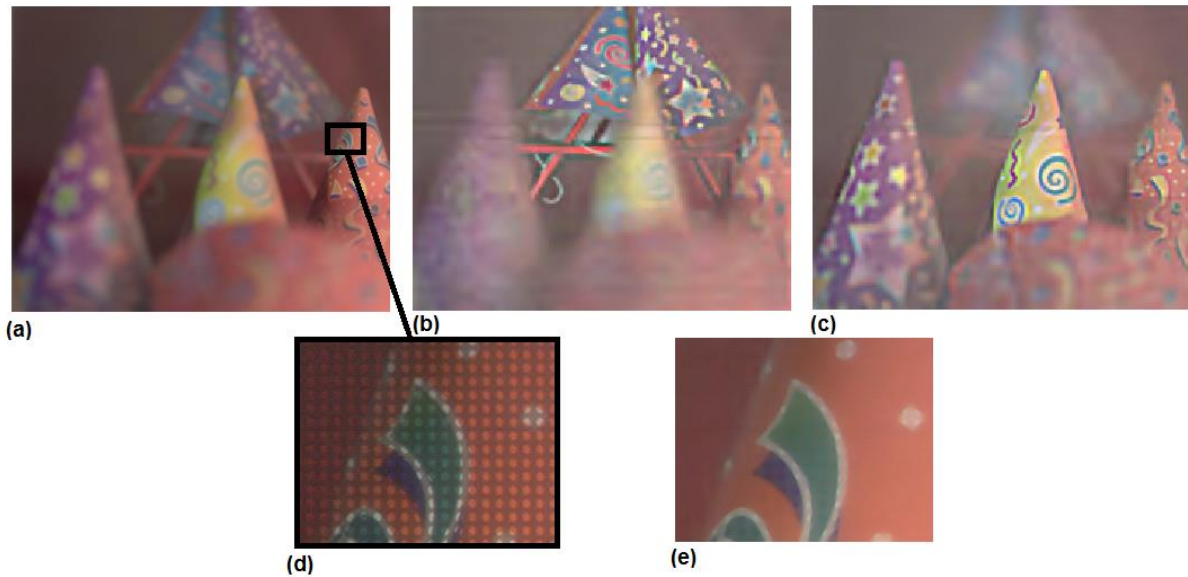


Figure 3-9: Exemples d' images provenant de l'appareil plénoptique de Mitsubishi (basé sur un masque). (a) Image brute. (b) et (c) Images refocalisées numériquement sur les chapeaux, respectivement en arrière plan, et sur le devant de la scène. (d) L'image est un zoom de l'image brute sur un des chapeaux : la modulation d'intensité induite par le masque est clairement visible. (e) : Image (d) corrigée de la modulation d'intensité : on retrouve une résolution optimale dans le plan qui était net à l'acquisition. Images tirées de [6].

Si l'on compare les dispositifs utilisant des masques avec ceux basés sur les microlentilles, nous constatons que l'on a le même problème de compromis résolution spatiale/angularaire (avec possibilité de choisir finement la résolution angulaire désirée en fonction du filtre utilisé). En effet, dans les deux cas, c'est le nombre de pixels total qui détermine la quantité d'informations dans l'espace (x, θ_x) ; donc, une meilleure résolution angulaire s'obtiendra toujours au dépend de la résolution spatiale. Par exemple, sur la Figure 3-8(b), nous constatons que, pour avoir cinq pixels de résolution angulaire, nous sommes obligés d'avoir une résolution spatiale cinq fois plus faible que ce qu'on aurait pu avoir sans masque (le rectangle marron est cinq fois plus long que f_{x0} qui détermine la résolution spatiale finale). L'autre problème commun aux deux types de dispositifs, est le manque de sensibilité lié au détecteur (qu'il soit CMOS ou CCD), ce qui pose problème pour notre problématique d'imagerie à travers les milieux diffusants. En revanche, la technologie basée sur les masques présente plusieurs avantages par rapport à celle des microlentilles. Tout d'abord, il est possible de garder une résolution optimale dans le plan qui était net pendant l'acquisition brute. En effet le masque va juste créer un effet d'ombrage par rapport à l'image initiale qui (après avoir été calibré) peut être compensé sur l'image brute. On retrouve ainsi, en parallèle

de l'image brute plénoptique (avec masque), l'image que l'on aurait obtenue sans masque, donc avec une résolution spatiale optimale [Figure 3-9(e)]. Ceci n'était pas possible avec l'utilisation des microlentilles qui vont réfracter les rayons de façon irréversible. L'autre avantage est financier : un masque est beaucoup moins coûteux et plus simple d'utilisation (pas d'alignement précis) qu'une matrice de microlentilles. Pour finir, le montage avec un masque peut être utilisé en cas de lumière blanche (pour peu que l'objectif soit corrigé des aberrations chromatiques); le masque seul ne va, en effet, pas introduire d'aberration chromatique contrairement aux microlentilles. Tous ces avantages sont cependant obtenus au prix d'une réduction du nombre de photons captés à cause de la présence du filtre (les microlentilles ne font que réfracter les rayons qui sont tous captés). Pour l'imagerie à travers les milieux diffusants où peu de photons balistiques sont disponibles, il est donc plus intéressant d'utiliser le montage avec des microlentilles.

c) Limitations des deux technologies en vue d'une application pour notre problématique

Nous rappelons ici que notre problématique est de faire de l'imagerie à travers les milieux complexes (milieux diffusants, hétérogènes créant des aberrations) et sur des objets éventuellement non plans. Nous avons vu que l'imagerie plénoptique était une solution intéressante. Le problème est que les dispositifs actuels ne possèdent pas la sensibilité adéquate pour collecter efficacement le peu de photons balistiques. De plus, ils ne permettent d'obtenir un effet plénoptique qu'au prix d'une dégradation de la résolution spatiale.

Dans ce chapitre, nous allons montrer que le LOFI est en réalité assimilable à un microscope plénoptique [Annexe I] dans le sens, où il nous permet d'obtenir une double information sur la position et la direction des rayons issus de la cible. Ceci nous permet de bénéficier des propriétés de correction d'aberrations, et de refocalisation des dispositifs plénoptiques, tout en ayant un imageur avec une sensibilité au photon unique (voir chapitre 1). De même, nous allons voir que le problème de compromis entre la résolution spatiale et la résolution angulaire n'existe plus avec le LOFI. Celui-ci est donc idéal pour faire des mesures résolues à travers les milieux complexes. Ces avantages sont cependant obtenus au détriment du temps d'acquisition des images (balayage point par point).

Dans toute la suite, nous traitons uniquement l'exemple du dispositif de synthèse d'ouverture en translation [Figure 2-9]). Des raisonnements similaires peuvent être menés avec le dispositif de synthèse en rotation. D'abord, nous montrons en quoi ce dispositif peut être

considéré comme un imageur plénoptique [Annexe I]. Puis, nous démontrons qu'il offre les mêmes possibilités que les dispositifs plénoptiques actuels (matrice microlentille ou masque) en terme de corrections des aberrations. Plus précisément, nous verrons que l'imageur LOFI, permet de faire des images à travers des milieux hétérogènes (*i.e.* abberant). Puis, pour finir, nous montrons un exemple concret de refocalisation sur une surface non-plane, ce qui permet donc d'obtenir une image nette sur l'ensemble du champ d'objets ayant des variations de profondeur importantes (supérieures à la distance de Rayleigh de l'objectif de microscope).

2) Le LOFI : un dispositif d'imagerie plénoptique

Nous allons voir ici, à travers l'exemple d'une image défocalisée, en quoi le LOFI, en configuration de synthèse en translation, est un imageur plénoptique. Lorsqu'un objet ponctuel est dans un plan situé à une distance L_{trans} du waist du laser, nous obtenons comme PSF brute [Eqs. (2-16) et (2-17)] :

$$h_{trans,R}(x, y, L_{trans}) = \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{RES_{trans,R}(L_{trans})^2}\right) \exp\left(j \frac{2\pi}{\lambda} \frac{x^2 + y^2}{2R_{trans,R}(L_{trans})}\right) \quad (3-1)$$

Cette expression (correspondant à l'image floue d'un point) contient une information spatiale sur les photons rétro-réfléchis par la cible. En prenant la transformée de Fourier, de cette expression, nous obtenons [Eqs. (2-18) et (2-19)] :

$$\tilde{H}_{trans,R}(\mu, \nu, L_{trans}) \propto \exp\left(-\frac{\mu^2}{\Delta\mu_{trans}^2} - \frac{\nu^2}{\Delta\nu_{trans}^2}\right) \exp\left(-j \frac{\pi L_{trans} \lambda (\mu^2 + \nu^2)}{2}\right) \quad (3-2)$$

Cette expression donne une information angulaire à propos des photons rétro-réfléchis. En effet, nous avons vu dans le chapitre 2, que chaque couple (μ, ν) correspond à une fréquence Doppler lors du balayage (et donc à une onde plane qui fait un angle $\lambda\mu/2$ et $\lambda\nu/2$ avec l'axe optique respectivement dans les directions X et Y). Finalement, à partir des Eqs. (3-1) et (3-2), nous voyons que nous avons une double information sur la position, et la direction de propagation des rayons lumineux. En fait, nous avons accès au front d'onde complet, issu de la cible [Figure 3-10] : la position des rayons est liée à l'intensité locale du faisceau, tandis que leur direction de propagation est perpendiculaire au front d'onde.

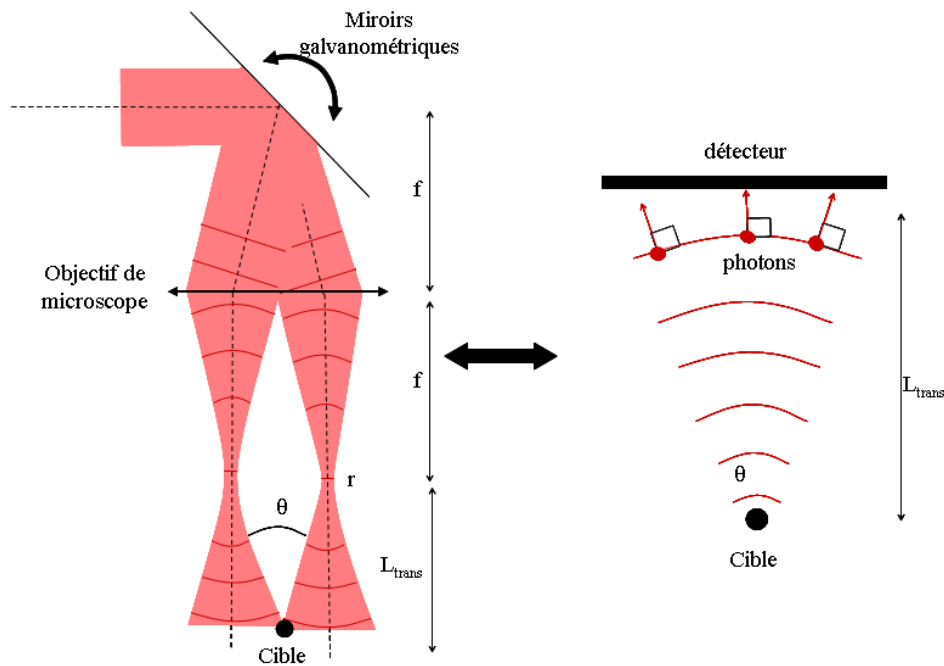


Figure 3-10: Equivalence entre le dispositif de synthèse en translation et un analyseur de front d'onde. Lorsque l'on balaye la cible avec un faisceau défocalisé, on peut, grâce à la méthode LOFI, enregistrer point par point l'amplitude et la phase (figure de gauche) de l'onde rétro-diffusée. Au final, nous avons donc accès au front d'onde issu de la cible défocalisée, sur une ouverture numérique ON égale à celle du laser (figure de droite). Les traits en rouge sur le dispositif de synthèse (à gauche) matérialisent le front d'onde du laser, et sur le montage équivalent, ils désignent le front d'onde issu de la cible (ici ponctuelle). r est le waist du laser derrière l'objectif. L_{trans} est la distance de défocalisation.

Le dispositif LOFI est donc tout à fait comparable aux deux dispositifs plénoptiques évoqués précédemment; les informations angulaires θ_x et θ_y sont données par les fréquences spatiales μ et ν . Les deux grandeurs sont reliées simplement par (effet Doppler) :

$$\begin{aligned} \mu &= \frac{2\theta_x}{\lambda} \\ \nu &= \frac{2\theta_y}{\lambda} \end{aligned} \tag{3-3}$$

A la différence du dispositif à microlentilles (qui est équivalent à un analyseur de front d'onde de type Shack Hartmann), le dispositif LOFI permet d'accéder au front d'onde via des mesures interférométriques. De même, on peut ainsi conclure alors, que n'importe quel dispositif interférométrique donnant accès au front d'onde (et donc à la double information position et direction de propagation des rayons lumineux), est en fait un imageur plénoptique. Ce caractère plénoptique du dispositif LOFI offre, entre autres, une possibilité : la

refocalisation numérique, que nous avons évoquée dans le chapitre 2. Dans le cas du montage LOFI de synthèse en translation [Figure 2-9], la défocalisation se traduit [Eq. (3-2)], nous le rappelons, par l'évolution quadratique du terme de phase associé aux ondes planes. Pour refocaliser notre image, il suffit donc de le multiplier dans l'espace de Fourier par $\tilde{H}_{retroprop}\left(\mu, \nu, \frac{L_{trans}}{2}\right)$ qui annule ces déphasages entre ondes planes. Après cette opération, nous avons montré que l'on obtenait une PSF synthétique [Eq. (2-20)] donnée par:

$$|h_{trans,SA}(x, y)| \propto \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{(r/\sqrt{2})^2}\right) \quad (3-4)$$

Enfin, la résolution que nous pouvons obtenir est égale à $r/\sqrt{2}$ et ceci quelle que soit la distance de défocalisation initiale L_{trans} . Nous constatons alors que, contrairement aux cas des deux dispositifs plénoptiques précédents, le compromis entre la résolution et la profondeur de champ (latitude de refocalisation) n'existe plus et que la résolution reste optimale. Cette différence majeure peut s'expliquer par la différence entre les deux informations brutes que l'on a. En effet, dans le cas des deux dispositifs évoqués dans l'introduction (microlentilles et masque), nous obtenons une information figée dans l'espace (x, θ_x) qui est pavée par chaque pixel; il n'est donc pas possible de retrouver une meilleure résolution. Dans le cas du LOFI, nous obtenons une information plus souple où l'on peut, après acquisition, choisir de privilégier l'information angulaire, ou spatiale. Auparavant, nous pouvions le faire mais, avant l'acquisition, en choisissant la distance microlentille-CCD, ou les caractéristiques du masque. Ainsi, un affichage de $|h_{trans,R}(x, y, L_{trans})|$ permet d'obtenir une information spatiale la plus résolue possible tandis qu'un affichage de $|\tilde{H}_{trans,R}(\mu, \nu, L_{trans})|$ donne au contraire une pure information angulaire. Une information intermédiaire pourrait être donnée par une transformée en ondelettes. En effet, celles-ci permettent de faire une analyse position/fréquence spatiale simultanément. De même, nous avons vu dans le chapitre 1 que le LOFI avait une sensibilité ultime au photon unique, contrairement aux capteurs CCD (ou CMOS); ceci, à cause de leurs bruits intrinsèques, ne sont pas adaptés pour travailler sur un faible nombre de photons. Ces propriétés intéressantes du dispositif LOFI, par rapport aux dispositifs plénoptiques basés sur des masques ou des microlentilles, sont obtenues au prix d'un temps d'acquisition plus long. En effet, avec le LOFI, l'image est obtenue point par

point tandis qu'avec les deux dispositifs précédents, elle est obtenue plein champ via la matrice CCD. Par exemple, avec le LOFI, pour obtenir une image 512 par 512 pixels avec un temps d'intégration par pixel $T_{\text{int}} = 100 \mu\text{s}$, il est nécessaire d'attendre environ 30 secondes pour obtenir l'image totale, contrairement au cas du dispositif CCD où la milliseconde suffit. De plus, il y a quand même une limitation en profondeur de champ accessible, pour le LOFI. En effet, nous avons vu dans le chapitre précédent que l'efficacité de collection diminuait rapidement avec la défocalisation que l'on a pendant l'acquisition brute. Au-delà d'une certaine distance L_{trans} , le nombre de photons collectés (rétro-réfléchis par la cible) passe en dessous du bruit de l'image. Ceci fixe donc une limite à la profondeur accessible et donc à la profondeur de champ. Au contraire, dans le cas des deux dispositifs plénoptiques conventionnels (basés sur les microlentilles ou les masques), la profondeur de champ était limitée par le compromis résolution angulaire/spatiale. Ainsi, par rapport à un appareil normal, la profondeur de champ accessible équivalente, est multipliée par un facteur N dans le cas du plénoptique basé sur les microlentilles.

3) Correction numérique des aberrations de l'objectif

La correction d'aberrations est une problématique importante pour l'imagerie à travers des milieux biologiques [7]. Elle donne la possibilité d'améliorer la qualité d'une image acquise par un objectif de microscope bas-coût tout simplement. Afin de corriger des aberrations, plusieurs solutions s'offrent à nous. La première consiste en l'utilisation de l'optique adaptative ; dans ce cas, il suffit d'utiliser des modulateurs spatiaux de phase (SLM) ou bien des miroirs déformables [8,9] pour remettre en forme le front d'onde et éliminer les aberrations optiques. Une autre solution est d'utiliser un détecteur plénoptique, l'élimination des aberrations se faisant ensuite par un post traitement numérique [Figure 3-6]. Nous avons vu dans l'introduction de ce chapitre, que cette propriété fonctionne bel et bien, et a déjà trouvé des applications dans les domaines de la photographie [4] et de la microscopie [5]. Nous allons démontrer ici, aussi bien théoriquement qu'expérimentalement, que la correction d'aberrations est aussi possible avec le dispositif LOFI. Dans un premier temps, nous allons montrer quelles sont les principales sources d'aberrations présentes dans l'image brute LOFI, puis nous montrerons comment nous pouvons les éliminer numériquement.

a) Désalignements du montage par synthèse d'ouverture en translation et source des aberrations :

La première source d'aberrations qui peut nous venir à l'esprit, est tout simplement liée à l'objectif utilisé. En effet, si celui-ci n'est pas de très bonne qualité, ou si il n'est pas utilisé dans les bonnes conditions (utilisation d'une lamelle de verre sur l'échantillon d'épaisseur bien précise), il y a apparition d'aberrations dans l'image finale. La deuxième source d'aberrations, c'est l'échantillon lui-même. En effet, nous avons expliqué précédemment que si l'échantillon est hétérogène (par exemple cas d'une succession de couches d'épaisseur variable dans le champ, et d'indices différents), le faisceau va être déformé au fur et à mesure de sa propagation [Figure 3-11].

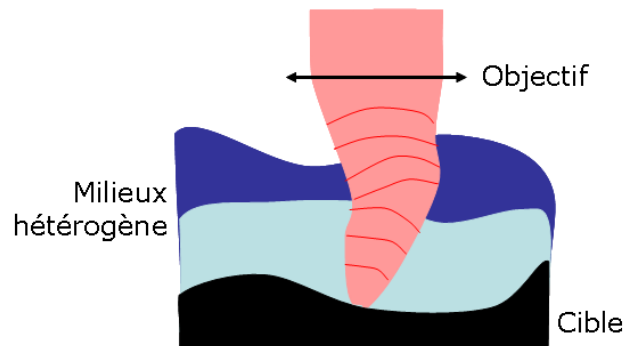


Figure 3-11: Aberrations créées par un milieu hétérogène. En violet et bleu clair, deux couches d'indices différents et d'épaisseur variable dans le champ, en noir la cible à imager. Les traits rouges désignent le front d'onde du faisceau laser qui se déforme au cours de la propagation du faisceau laser dans les différents milieux.

La troisième source d'aberrations dans l'image brute LOFI est apportée par les défauts d'alignement des différents éléments optiques dans la zone de balayage. La Figure 3-12 montre des exemples de désalignements sur le montage LOFI, dans sa configuration synthèse d'ouverture par translation. Les conséquences sur le balayage de la cible sont présentées. Pour simplifier nous raisonnons dans une seule dimension (X), l'analogie étant évidemment vraie dans l'autre direction (Y). Ainsi, dans le cas normal, l'axe de rotation du miroir galvanométrique se trouve au niveau du point focal objet de l'objectif, et l'axe du laser passe par ce point, pendant le balayage; on constate alors que les surfaces équiphasées au niveau du waist décrivent des plans. Cependant, un microscope conventionnel voit habituellement son objectif utilisé en collection uniquement; au contraire, dans notre cas, il est également utilisé pour éclairer la cible. Cette utilisation détournée de l'objectif (l'objectif est conçu uniquement pour travailler dans un sens) est source d'aberration

sphérique entraînant, au-delà d'un certain angle de balayage, une déformation de la surface équiphase au niveau du waist. Cette aberration va générer une déformation en x^4 du plan équiphase [

Figure 3-12(a)]. Si l'angle de balayage n'est pas trop élevé (si la surface équiphase au niveau de la cible est plane), nous sommes ramenés aux résultats vus dans le chapitre 2, où il n'y a pas d'aberrations dans l'image finale. Par contre, s'il y a un désalignement du miroir galvanométrique par rapport au point focal objet de l'objectif, la surface équiphase va être déformée, ce qui va créer des aberrations dans l'image finale. Ainsi, si le miroir est dans l'axe optique de l'objectif mais pas au point focal, la surface équiphase va être déformée en x^2 (défocalisation) [

Figure 3-12(b)]. Au contraire, si le miroir est dans le plan focal objet de l'objectif, mais pas sur son axe optique, la surface équiphase va varier en x (pente sans importance car la surface reste plane) et en x^3 également (si l'objectif présente de la coma dans le sens cible-miroir, ce qui est souvent le cas) [

Figure 3-12(c)]. Par contre, l'alignement du faisceau laser lui-même [

Figure 3-12(d)] a moins d'importance car il ne modifie pas la surface équiphase et ne génère pas d'aberrations. En effet, le décalage d_x du faisceau va juste déplacer l'angle moyen du balayage de la cible, sans changer, ni les angles d'ouverture (donc la résolution finale), ni les relations de phase entre ondes planes [Annexe H].

Une dernière source d'aberration est apportée par les dérives de phases qui peuvent se produire pendant l'acquisition; nous reviendrons dans le dernier chapitre sur ce point.

Nous avons vu que, même si l'alignement est parfait, si l'objectif est corrigé de toutes les aberrations, et si le milieu est homogène, l'aberration sphérique dans le sens cible-miroir nous limitera toujours. Il est donc important de pouvoir réduire les aberrations après acquisition. Dans tous les cas présentés, les aberrations générées sont complexes car elles dépendent du champ. Afin de simplifier le problème, nous prenons l'exemple, dans la suite, d'une aberration constante dans toute l'image (générée par un mauvais objectif sur une petite zone du champ). Nous allons voir comment compenser numériquement ces aberrations.

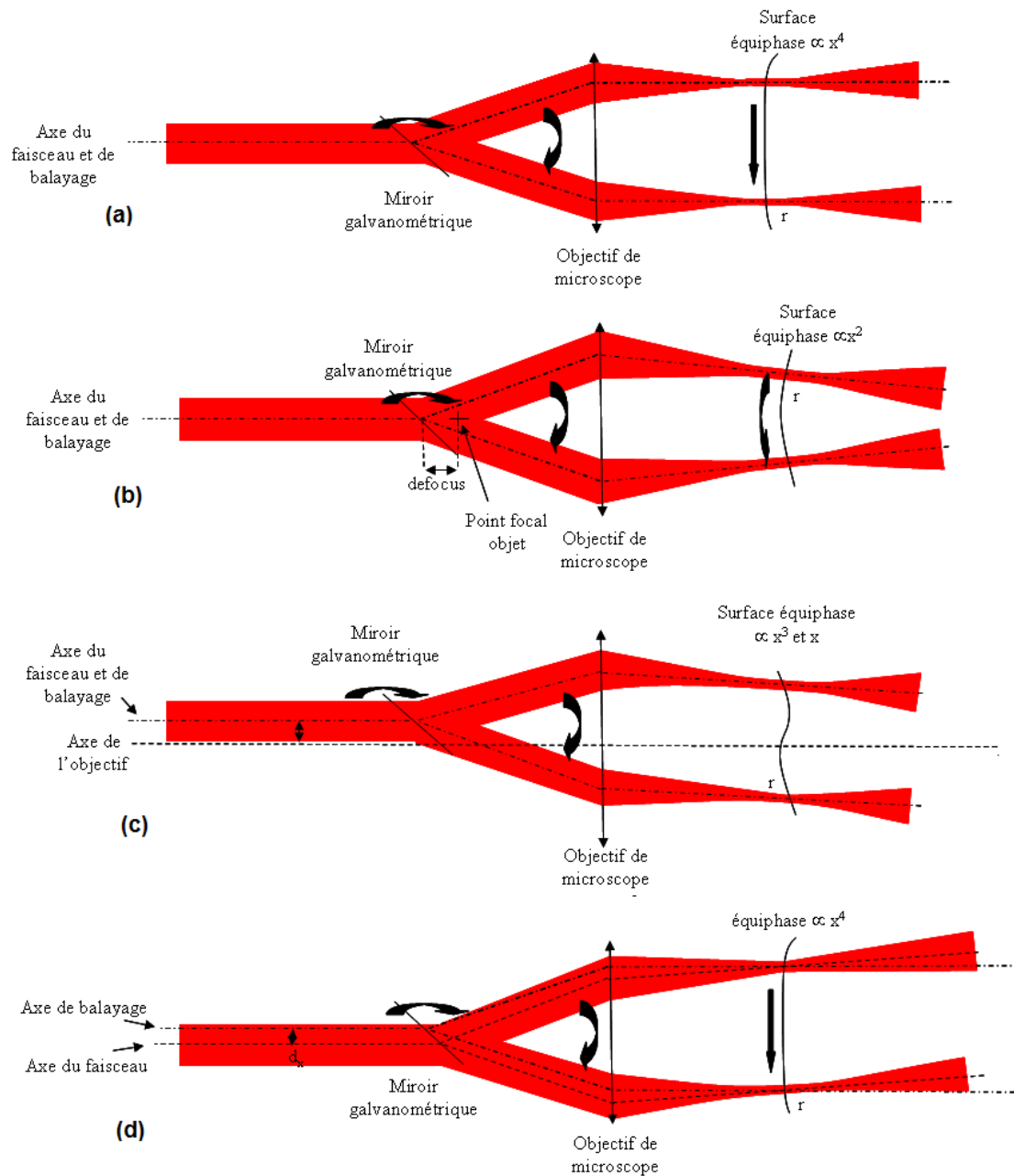


Figure 3-12: Effet de divers désalignements sur la surface équiphase pendant le balayage du waist (lieu des endroits ayant la même phase lors du balayage). Le schéma est représenté selon la direction X pour simplifier. Trois axes peuvent se distinguer : l'axe de propagation du faisceau laser, l'axe de balayage (ligne passant par l'axe de rotation des miroirs) et l'axe de l'objectif (axe optique). (a) Cas d'un dispositif aligné parfaitement (les trois axes sont superposés et l'axe du miroir est sur le plan focal objet de l'objectif) : seule l'aberration sphérique vient déformer la surface équiphase. (b) Cas d'un miroir éloigné (selon l'axe optique) du point focal objet de l'objectif : la surface équiphase est essentiellement parabolique. (c) Le miroir et le faisceau sont décalés par rapport à l'axe de l'objectif : la surface équiphase est inclinée et une aberration de champ, type coma, apparaît. (d) Cas d'un décalage entre le faisceau et les deux autres axes : le balayage de la cible se fait avec un angle moyen non nul, mais la surface équiphase n'est pas plus déformée que dans le cas précédent (*i.e.* seulement l'aberration sphérique).

b) Elimination des aberrations :

Nous avons déjà montré dans le chapitre précédent qu'il était possible de faire de la refocalisation numérique à partir d'une image brute. Or, la défocalisation peut être vue comme un cas particulier d'aberration (déphasage entre les ondes planes qui suit une loi en μ^2 dans la direction X et en ν^2 dans la direction Y [Eq. (3-2)]). Si nous avons été capable de corriger ce type d'aberrations, il n'y a pas de raison que les autres ne puissent pas être compensées d'une façon similaire. Dans le cas où des aberrations sont présentes, la fonction de transfert donnée par l'Eq. (3-2) devient :

$$\tilde{H}'_{trans,R}(\mu, \nu, L_{trans}) = \tilde{H}_{trans,R}(\mu, \nu, L_{trans}) \tilde{H}_{aber}(\mu, \nu) \quad (3-5)$$

Dans cette expression, $\tilde{H}_{aber}(\mu, \nu)$ est le terme de déphasage entre les ondes planes qui est responsable des aberrations (hors la défocalisation qui est déjà contenue dans le terme $\tilde{H}_{trans,R}(\mu, \nu, L_{trans})$). Si nous voulons corriger les aberrations contenues dans l'image brute, la fonction de filtrage numérique utilisée (précédemment $\tilde{H}_{retroprop}\left(\mu, \nu, \frac{L_{trans}}{2}\right)$) devient:

$$\tilde{H}'_{retroprop}\left(\mu, \nu, \frac{L_{trans}}{2}\right) = \tilde{H}_{retroprop}\left(\mu, \nu, \frac{L_{trans}}{2}\right) \tilde{H}_{aber}^{-1}(\mu, \nu) \quad (3-6)$$

Il semble raisonnable ici de considérer uniquement les aberrations d'ordre 2 et 3, c'est à dire la coma et l'astigmatisme en première approximation. En effet, dans le cas des aberrations d'ordre élevé, la dégradation de la PSF est principalement due aux rayons extrémaux dans l'ouverture de l'objectif. Or, dans notre cas, nous travaillons sur des faisceaux lasers Gaussiens, ce qui implique que ces rayons extrémaux ont moins de poids dans l'image finale. Finalement, avec cette approximation, nous pouvons exprimer plus en détails le terme correspondant aux d'aberrations :

$$\begin{aligned} \tilde{H}_{aber}(\rho, \varphi) &= \tilde{H}_{astig}(\rho, \varphi, A) \tilde{H}_{coma}(\rho, \varphi, B) \\ \tilde{H}_{astig}(\rho, \varphi, A) &= \exp(jA\rho^2 \cos(2(\varphi - \varphi_0))) \\ \tilde{H}_{coma}(\rho, \varphi, B) &= \exp(jB\rho^3 \cos(\varphi - \varphi_0)) \end{aligned} \quad (3-7)$$

Dans ces expressions, ρ et φ désignent les coordonnées polaires dans le domaine spatial fréquentiel : $\mu = \rho \cos(\varphi)$ et $\nu = \rho \sin(\varphi)$. φ_0 est une constante liée à l'orientation de la coma et de l'astigmatisme. $\tilde{H}_{astig}(\rho, \varphi, A)$ et $\tilde{H}_{coma}(\rho, \varphi, B)$ désignent les termes de déphasage (des ondes planes) associés aux aberrations, respectivement, d'astigmatisme, et de coma. Pour finir, A et B sont les coefficients de ces deux aberrations. Comme pour le cas de la défocalisation [Figure 2-20], il est intéressant de représenter la correction d'aberrations dans l'espace (x, μ) . Ce processus correspond à une multiplication, dans l'espace de Fourier par la fonction de « remise en phase des ondes planes » $\tilde{H}_{aber}(\rho, \varphi)^{-1}$. Si nous prenons l'exemple de l'aberration sphérique [Figure 3-13], cette fonction est, donnée par $\tilde{H}_{sph}(\mu, C) = \exp(jC\mu^4) = \exp(j(C\mu^3)\mu)$ dans la direction X. Ainsi, dans l'espace des fréquences, chaque μ est multiplié par un terme linéaire de phase dont le coefficient directeur est proportionnel à μ^3 . Il s'ensuit dans l'espace direct (selon X) un décalage spatial proportionnel à μ^3 qui permet de remettre en phase les ondes planes, et d'éliminer l'aberration sphérique initialement présente. Ceci est montré sur la Figure 3-13.

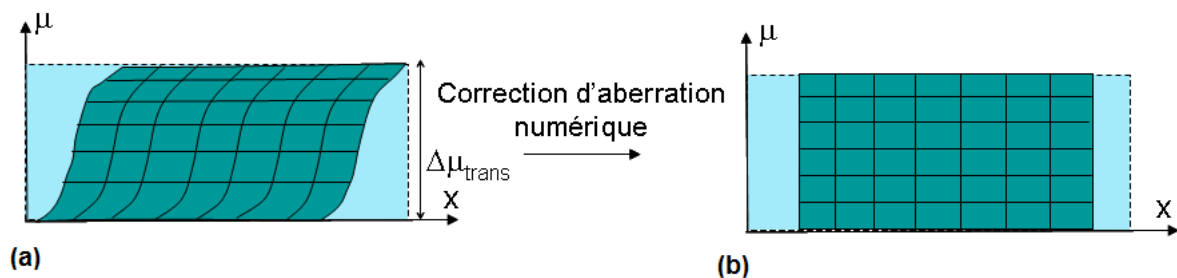


Figure 3-13: Processus de correction numérique des aberrations vu dans l'espace (x, μ) (équivalent au couple (x, θ_x) de la Figure 3-4). (a) Cas d'une image brute présentant de l'aberration sphérique sur tout le champ (la même quel que soit x). (b) Après correction numérique : les différentes ondes planes (chacune associée à une fréquence spatiale μ) ont été remises en phase correctement : l'image est nette.

Afin de valider expérimentalement la correction d'aberration avec le LOFI, nous reprenons les billes de silice de $50 \mu m$ de diamètre [Annexe E]. Les billes agissant comme des réflecteurs ponctuels, il est simple d'apprécier visuellement les PSF brutes [Eq. (3-4)] ou filtrées. Afin d'introduire des aberrations dans le montage, nous utilisons comme objectif une simple lentille plano-convexe de focale $8 mm$ qui est volontairement inclinée afin d'introduire des aberrations de champ (coma et astigmatisme). Les résultats expérimentaux obtenus sont donnés dans la Figure 3-14. Plus précisément, sur la Figure 3-14(b) nous avons

l'image LOFI brute où sont combinés, d'une part, la défocalisation sur une distance $L_{trans} \approx 300 \mu m$ (il en résulte une taille de faisceau au niveau de la cible de $100 \mu m$ approximativement) et, d'autre part, les aberrations. L'ouverture de cet objectif est de 0,25, ce qui implique que l'on s'attend à une résolution finale potentiellement égale à $r/\sqrt{2} = 1 \mu m$ [Eq. (4)]. Dans un premier temps, nous effectuons une refocalisation, en utilisant une simple rétro-propagation dans l'espace libre [Eq. (2)]. Comme dans le chapitre précédent, afin de connaître le meilleur plan de mise au point, nous utilisons la métrique décrite dans l'Annexe F que nous minimisons (cela fonctionne parfaitement pour ces objets ponctuels). La Figure 3-14(c) correspond à cette image refocalisée, mais elle contient encore des aberrations comme nous pouvons le voir. Dans un deuxième temps, nous utilisons les Eqs. (5) et (6) afin d'éliminer la coma et l'astigmatisme. Comme pour la défocalisation, la détermination des paramètres optimaux A, B et φ_0 est obtenue grâce à la métrique présentée en Annexe F. Nous obtenons finalement, après compensation des aberrations, la Figure 3-14(d). Celle-ci peut être comparée à la Figure 3-14(e) issue de l'acquisition directe à partir d'un objectif de microscope d'ouverture numérique ($ON = 0,15$). Pour finir, sur la Figure 3-14(f), la fonction $|h_{trans,R}(x, y, L_{trans} = 0) * h_{aber}(x, y)|$ est représentée; cette figure illustre les aberrations (coma et astigmatisme) que l'on a retirées numériquement, initialement présentes dans l'image.

Nous constatons, qu'après compensation des aberrations, la PSF a été nettement améliorée ; elle reste cependant imparfaite (comparaison entre les Figure 3-14(d) et (e)). Cette imperfection de l'image finale peut être expliquée par deux choses : premièrement par les aberrations d'ordre plus élevées résiduelles (ordre ≥ 4). Deuxièmement, la présence des aberrations pendant l'acquisition va modifier l'efficacité de collection des ondes planes, qui va varier en fonction de l'angle avec l'axe du faisceau (ce qui n'était pas le cas sans aberrations). Par exemple dans notre cas, même si nous l'avons négligé, l'objectif présente une forte aberration sphérique avec un foyer marginal (point focal des rayons en bord d'ouverture) plus près des billes, que le foyer paraxial pendant l'acquisition brute. Or, nous avons vu dans le chapitre précédent [Eq. (2-36)] que l'efficacité de collection se dégradait rapidement avec la défocalisation (en $1/L_{trans}^4$). Il en résulte que les rayons marginaux sont collectés plus efficacement que les rayons paraxiaux. Cet effet est clairement visible sur la Figure 3-14(b) où le signal sur les bords de l'image floue des billes, est plus intense au centre, alors que, normalement, ça devrait être l'inverse à cause du caractère Gaussien du faisceau.

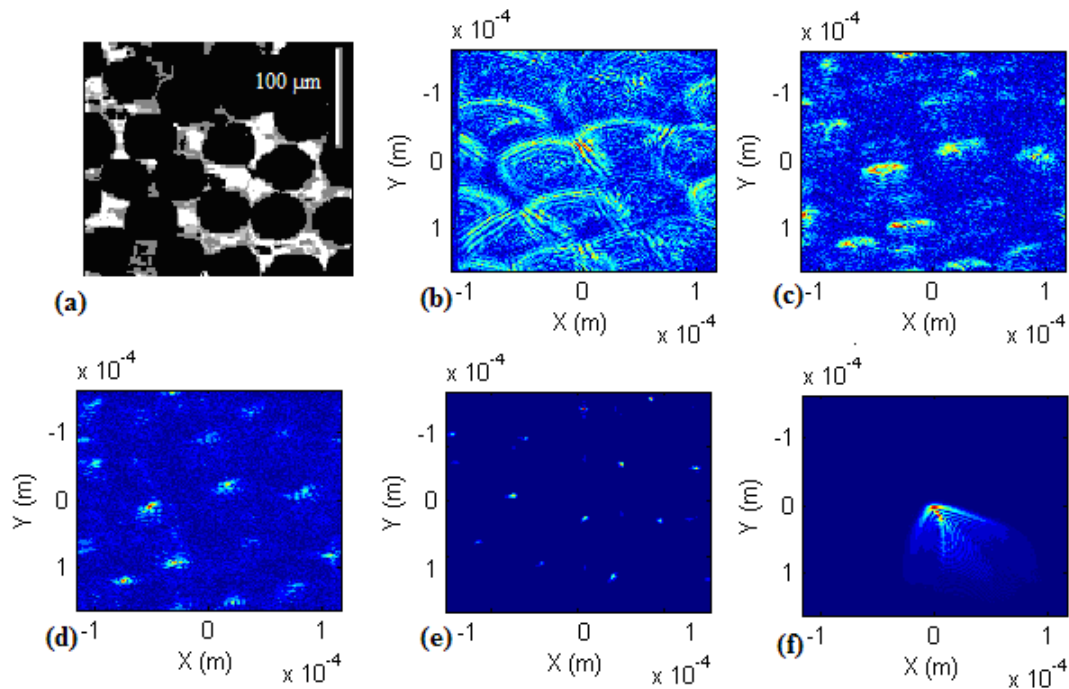


Figure 3-14: Images de billes [annexe E] de $50 \mu\text{m}$ de diamètre. Observation avec (a) un microscope classique plein champ; (b), (c), (e), (f) avec un microscope LOFI (a) Image brute défocalisée ($L_{\text{trans}}=300 \mu\text{m}$ correspondant à une taille de faisceau de $100 \mu\text{m}$ dans le plan de la cible) avec un objectif de microscope aberrant (Ouverture numérique de 0,25). (c) Image refocalisée numériquement, puis (d) corrigée numériquement, des aberrations (résolution attendue $r / \sqrt{2} = 1 \mu\text{m}$). Comparaison avec une image (e) faite avec un objectif commercial (sans aberrations) d'ouverture proche (0,15 qui donne une résolution de $r / \sqrt{2} = 1,4 \mu\text{m}$). (f) Aberration contenue initialement dans l'image (aberration qui a été retirée pour passer de (c) à (d)). Cela correspond au module de $h_{\text{trans,R}}(x,y,L_{\text{trans}}=0) * h_{\text{aber}}(x,y)$. Les images font toutes 256 par 256 pixels. Les images (a), (b)-(d) et (e) n'ont pas été acquises au même endroit; le placement des billes n'est donc pas corrélé.

Cette dissymétrisation dans l'ouverture de l'efficacité de collection, causée par les aberrations, va déformer la PSF finale synthétique, ce qui peut également expliquer en partie l'imperfection de la Figure 3-14(d).

4) Imagerie résolue d'objets non plans

D'ordinaire, obtenir une image nette d'un objet non plan est difficile, à cause de la profondeur de champ limitée des objectifs (de photographie ou de microscope). En effet, si le relief de la cible est plus important que la distance de Rayleigh, certaines parties du champ seront nécessairement vues floues. Nous allons voir les différentes techniques permettant d'obtenir une image nette de tels objets sur tout le champ. La première façon de procéder est de réduire l'ouverture de l'objectif, ce qui permet d'augmenter la profondeur de champ. Le défaut de

cette technique est, que cela réduit la quantité de lumière entrante (et donc le rapport signal sur bruit) ainsi que la résolution. La deuxième solution est d'utiliser la technique du « *focus stacking* » [10]. Cette technique consiste en l'empilement d'images prises nettes dans les différents plans de la scène. En choisissant, pour chaque zone du champ, l'image la plus appropriée de la pile, il est possible, tout en conservant la résolution et l'ouverture des optiques, d'étendre la profondeur de champ et d'obtenir une image nette sur tout le champ. Le problème avec cette technique est la durée totale d'acquisition de la pile (si l'on veut augmenter la profondeur de champ d'un facteur M, il faut prendre M images dans la pile). Un nombre important d'images nécessite également un espace de stockage plus important. Une autre solution consiste en l'utilisation d'optiques non-diffractives à la place des objectifs traditionnels, qui permettent d'obtenir une profondeur de champ plus étendue que la distance de Rayleigh classique. Par exemple, nous pouvons utiliser des axicons [11] ; cet élément garde cependant une profondeur de champ limitée déterminée par son diamètre.

Nous proposons ici d'utiliser l'imagerie plénoptique qui possède l'avantage par rapport au « *focus stacking* » de n'utiliser qu'une seule image brute. Cependant comme nous l'avons expliqué précédemment, avec les dispositifs plénoptiques « conventionnels » basés sur les microlentilles ou sur des masques optiques, la profondeur de champ reste limitée par la résolution que l'on a sur l'information angulaire θ_x, θ_y . Ainsi, si l'on a N degrés de liberté sur l'information angulaire, la profondeur de champ ne sera multipliée que par N, par rapport à celle de l'objectif simple (avec la même ouverture). L'absence de compromis entre les résolutions spatiale, et angulaire du LOFI, rend cette technique intéressante pour une problématique d'imagerie de cibles non planes. En effet, nous avons vu précédemment, qu'en dehors de la dégradation du bilan photométrique [Eq. (2-36)], il n'y avait pas de limite à la profondeur de champ accessible. Dans tout ce qui précède, nous n'avons effectué de refocalisation numérique que sur une surface plane [Figure 2-14] située à une distance L_{trans} du waist du laser :

$$\begin{aligned}
 s_{trans,SA}(x, y) &= s_{trans,R}(x, y) * h_{retroprop}\left(x, y, \frac{L_{trans}}{2}\right) \\
 &= \iint_S s_{trans,R}(x_0, y_0) h_{retroprop}\left(x_0 - x, y_0 - y, \frac{L_{trans}}{2}\right) dx_0 dy_0
 \end{aligned}
 \tag{3-8}$$

Dans cette expression, l'image synthétique $s_{trans,SA}(x, y)$ est alors simplement obtenue par un produit de convolution (*) entre l'image brute $s_{trans,R}(x, y)$ et la réponse impulsionnelle de rétro-propagation dans l'espace libre $h_{retroprop}(x, y, L_{trans}/2)$, sur une distance $L_{trans}/2$ [Eq. (2-20)]. Nous pouvons noter qu'il est plus rapide d'effectuer cette opération dans l'espace de Fourier, grâce à la transformée de Fourier rapide (FFT), plutôt que de faire le produit de convolution directement. En effet, dans le premier cas, il faut faire une FFT [Eq. (3-2)], une multiplication par la fonction de transfert de la rétro-propagation dans l'espace libre, puis une transformée de Fourier inverse. Ceci implique une complexité totale proportionnelle à $N_{pixels} \log(N_{pixels})$ où N_{pixels} représente le nombre de pixels dans l'image. Au contraire une convolution directe implique [Eq. (3-8)] un nombre de multiplications égal à N_{pixels} entre des matrices de taille N_{pixels} d'où une complexité totale en N_{pixels}^2 . Dans cette partie, nous cherchons à nous refocaliser numériquement sur une surface non plane et ceci implique mathématiquement une PSF qui change en fonction du champ de l'image. L'Eq. (3-8) devient donc :

$$s_{trans,SA}(x, y) = \iint_S s_{trans,R}(x_0, y_0) h_{retroprop}\left(x_0 - x, y_0 - y, \frac{L_{trans}(x, y)}{2}\right) dx_0 dy_0 \quad (3-9)$$

Dans cette équation $L_{trans}(x, y)$ désigne la distance de refocalisation qui varie avec le champ. Comme nous l'avons fait jusqu'ici, il est intéressant de représenter l'opération de refocalisation sur une surface dans l'espace (x, μ) (ou (x, θ_x) , ce qui revient au même [Eq. (3-3)]). Comme nous l'avons vu sur la Figure 2-20, une image floue revient à une torsion dans l'espace (x, μ) de cette même image nette. L'opération de refocalisation revient alors à redresser cet espace pour que les différentes ondes planes soient en phase. Dans le cas où l'objet se trouve sur une surface non plane, cette torsion va simplement varier avec le champ x [Figure 3-15(a)]. La refocalisation, quant à elle, consiste toujours à remettre en phase les ondes plane; par contre la correction à appliquer va varier avec le champ.



Figure 3-15: Processus de correction numérique d'une défocalisation variant avec le champ x , vue dans l'espace (x, μ) (équivalent au couple (x, θ_x) de la Figure 3-4). (a) Cas d'une image brute d'une surface inclinée (la défocalisation s'accroît avec x). (b) Après correction numérique : l'espace (x, μ) a été « redressé » (on a fait une refocalisation adaptée en chaque point du champ) : l'image est alors refocalisée sur une surface qui n'est pas perpendiculaire à l'axe optique.

Contrairement au cas précédent où L_{trans} était une constante, il n'est maintenant plus possible de calculer l'Eq. (3-9) en passant par l'espace de Fourier. Or, nous avons expliqué précédemment que le problème du calcul direct était sa lenteur (complexité en N_{pixels}^2). Par exemple, pour une image de taille 512 pixels par 512, il est nécessaire d'attendre une heure avec un processeur de 3 GHz à deux cœurs (pour se refocaliser sur une surface non plane décrite par $L_{trans}(x, y)$). Afin de réduire ce temps de calcul, nous avons décidé de faire une refocalisation sur une surface approchée. A partir du signal brut, les images sont refocalisées dans différents plans en utilisant les calculs rapides dans l'espace de Fourier. Il suffit ensuite de sélectionner, pour chaque zone du champ, l'image la plus nette; la surface sur laquelle on se refocalise est donc approximée « en escalier ». Finalement, cette technique est fortement comparable au « *focus stacking* » [10] sauf que chacune des images de la pile est obtenue par refocalisation numérique à une distance différente. Si la distance entre les plans est de l'ordre de la distance de Rayleigh (profondeur de champ), l'image sera nette partout. Finalement, avec cette technique, le temps d'acquisition est à nouveau proportionnel à $N_{pixels} \log(N_{pixels})$. En effet, chaque image de la pile se calcule en un temps $N_{pixels} \log(N_{pixels})$, et le nombre d'images à calculer ne dépend pas du nombre de pixels, mais uniquement de la distance de Rayleigh et de la profondeur de la cible. Ce processus permet de ramener l'exemple précédent à 30 secondes d'acquisition au lieu d'une heure.

Afin d'obtenir un résultat expérimental, nous utilisons toujours les billes de silice que nous plaçons sur un support flexible, que nous incurvons selon la direction Y, et que nous inclinons dans la direction X. L'objectif utilisé est un objectif sans aberrations (seule la défocalisation est introduite dans l'image brute pour séparer les problématiques par rapport à la partie

précédente). Sur la Figure 3-16(a), est présentée l'image brute et les billes sont imagées avec une défocalisation comprise entre $250 \mu\text{m}$ et $1000 \mu\text{m}$ en fonction de la zone observée. La Figure 3-16(b) montre l'image synthétique, après refocalisation, dans un plan situé à une distance $L_{\text{trans}} = 750 \mu\text{m}$. Nous pouvons observer que, seul un petit nombre de billes sont nettes (les billes situées à $L_{\text{trans}} = 750 \mu\text{m}$ du waist pendant l'enregistrement). Ces billes ont donc des coordonnées (x, y) données par l'équation $L_{\text{trans}}(x, y) = 750 \mu\text{m}$ (intersection entre la courbe $L_{\text{trans}}(x, y)$ de la Figure 3-16(c) avec le plan $z = 750 \mu\text{m}$) : elles sont situées sur un arc ellipsoïdal. Pour finir, la Figure 3-16(d) montre l'image après refocalisation sur la surface, donnée par la Figure 3-16(c). Dans ce dernier cas, nous constatons que les billes sont nettes sur l'ensemble du champ. Comme la distance de Rayleigh associée au laser et à l'objectif est de $Z_R = 10 \mu\text{m}$, nous avons besoin d'une cinquantaine d'images, pour reconstituer la Figure 3-16(d).

Dans la Figure 3-16, la surface optimale de refocalisation [Figure 3-16(c)] a été obtenue en utilisant localement la minimisation de la métrique habituelle [Annexe F]. Plus précisément, la meilleure distance de refocalisation est évaluée en quatre zones de l'image. Sachant que cette surface est courbée légèrement selon la direction Y, et inclinée selon la direction X, nous approximations la surface $L_{\text{trans}}(x, y)$ par un polynôme d'équation $L_{\text{trans}}(x, y) = ax + by^2 + cy + d$. A partir des quatre points connus, il est possible de calculer les paramètres a, b, c et d correspondant à la meilleure surface (comme précisé auparavant, cette courbe est ensuite discrétisée en escalier pour des questions de vitesse de calcul).

Le résultat obtenu sur la Figure 3-16(d) montre clairement que l'on a éliminé le flou sur l'ensemble du champ. Cependant, il est facile de remarquer qu'en bord de champ les images des billes sont de plus mauvaise qualité; elles sont étirées dans la direction radiale. Ceci peut être expliqué par deux phénomènes : tout d'abord comme nous pouvons l'observer sur l'image brute [Figure 3-16(a)], en bord de champ, les billes n'ont pas été éclairées sous tous les angles de l'ouverture du laser (PSF brute coupée); il en résulte que la résolution finale se dégrade dans la direction de coupe (ce qui est le cas ici; c'est la direction radiale). La deuxième explication que l'on peut invoquer, et qui va dans le même sens, concerne les aberrations dans le sens cible-miroirs galvanométriques associées aux désalignements. En effet, nous avons vu qu'ils ont pour effet de déformer la surface équi-phase au niveau du plan focal image pendant le balayage [Figure 3-12] en bord de champ.

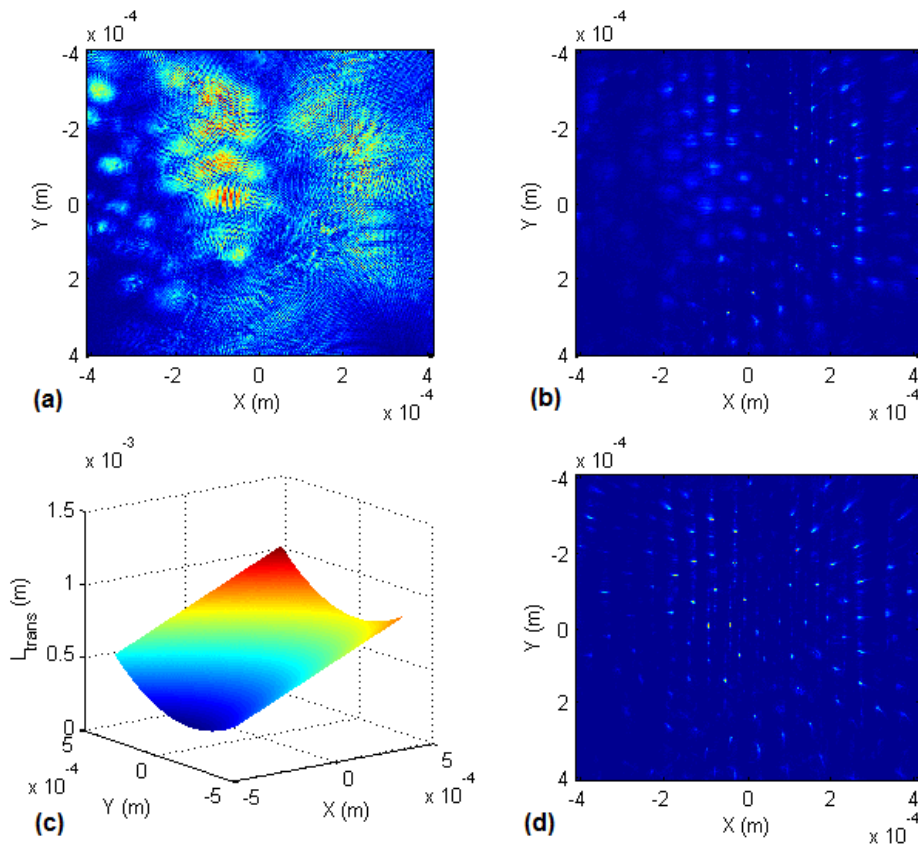


Figure 3-16: Démonstration expérimentale de refocalisation sur une surface incurvée (montage LOFI de synthèse en translation). Les images ont une taille de 512 par 512 pixels et le laser (derrière l'objectif) présente une distance de Rayleigh donnée par $Z_R = 10 \mu\text{m}$. La cible est composée d'un film flexible sur lequel des billes de silice sont collées [Annexe E]. (a) Image brute défocalisée ($250 \mu\text{m} < L_{\text{trans}} < 1000 \mu\text{m}$ en fonction de la zone du champ). (b) Image après une refocalisation à une distance de $750 \mu\text{m}$ sur tout le champ. (c) Surface sur laquelle nous nous refocalisons et (d) image synthétique après la refocalisation sur cette surface (constitution d'une pile de 50 images espacées d'une distance Z_R).

Même dans le cas d'un montage bien aligné, nous avons vu qu'à cause de l'aberration sphérique, cette surface d'onde possède une forme en $x^4 + y^4$ en bord de champ et on comprend bien que cela va introduire de l'astigmatisme radialement dans la PSF. La perte de résolution causée par la coupure de la PSF brute ne peut être corrigée (les ondes planes sont perdues). Par contre, il n'y a aucune raison, pour que les aberrations causées par la déformation de la surface équiphasse ne puissent être compensées localement, comme pour la défocalisation. Par exemple, nous pourrions évaluer, dans les quatre coins de l'image, le coefficient de l'astigmatisme introduit (la direction est, elle, radiale), et ainsi, obtenir une courbe du coefficient d'astigmatisme en fonction du champ de l'image. De la même façon qu'avec la défocalisation, il serait alors possible de compenser cet astigmatisme par paliers.

5) Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons introduit l'imagerie plénoptique qui consiste en l'enregistrement d'une double information concernant chacun des rayons (leur position et leur direction de propagation) [Figure 3-1]. Via l'exemple des deux types de dispositifs traditionnels (l'un utilisant une matrice de microlentilles et l'autre basé sur un masque optique), nous avons montré qu'il était possible de faire de la refocalisation numérique [Figure 3-5] ainsi que de la correction d'aberrations [Figure 3-6]. Ces deux dispositifs sont toutefois limités par un compromis entre les résolutions spatiale et angulaire [Figure 3-4] que l'on peut avoir sur les rayons. La matrice CCD possède également une faible sensibilité. Nous avons ensuite montré que le LOFI est, en fait, également un dispositif d'imagerie plénoptique, puisqu'il permet d'avoir accès au front d'onde issu de la cible et donc de donner accès à la double information spatiale et angulaire sur les rayons [Figure 3-10]. Contrairement aux deux dispositifs existants, l'avantage du LOFI réside dans l'absence de compromis entre la résolution spatiale, et angulaire (on peut choisir après acquisition où l'on place le compromis). L'autre avantage, que nous avons vu dans les chapitres précédents, est la sensibilité du dispositif LOFI qui, théoriquement, permet d'atteindre la détection d'un photon unique. Par contre, l'ensemble de ces avantages sont obtenus au détriment de la vitesse d'acquisition. En effet, dans le cas du LOFI nous devons effectuer un balayage de la cible point par point, tandis qu'avec les dispositifs précédents, l'acquisition se fait plein champ, grâce à la matrice CCD. Nous avons aussi démontré, théoriquement et expérimentalement, qu'il était possible, avec le LOFI, d'obtenir une correction numérique d'aberrations [Figure 3-13, Figure 3-14] et une profondeur de champ accrue (grâce à la refocalisation différente en fonction du champ) [Figure 3-16]. Tout ceci rend le dispositif LOFI particulièrement attractif pour notre problématique d'imagerie à travers des milieux hétérogènes. En effet, il est possible de compenser les aberrations causées par le milieu (ou éventuellement par les imperfections d'alignement du dispositif LOFI), et d'obtenir ainsi une focalisation numérique correcte sur des surfaces non planes, et à travers des milieux hétérogènes. La profondeur de champ accessible reste cependant limitée par la dégradation de l'efficacité de collection causée par la défocalisation, pendant l'acquisition brute (voir chapitres précédents).

Jusqu'ici, le microscope plénoptique LOFI a été utilisé uniquement sur des billes de silice [Annexe E] permettant de caractériser l'instrument via un accès direct à la PSF, car les billes se comportent comme des objets ponctuels. Comme perspectives, il nous reste donc à prouver l'applicabilité du LOFI à des objets d'intérêt réel, comme par exemple, des échantillons

biologiques. D'un point de vue pratique, le critère que l'on utilise, afin de trouver le meilleur plan de focalisation et les coefficients des aberrations à éliminer [Annexe F], doit également prouver son efficacité avec tout type de cibles (y compris celles qui ont une distribution spatiale continue, contrairement aux billes). De même, il reste à démontrer qu'il est possible de corriger des aberrations qui varient dans le champ (dans ce chapitre nous avons considéré, soit des aberrations constantes, soit une défocalisation qui varie dans le champ).

Nous avons supposé, dans tout ce qui précède, que l'acquisition se déroulait sans aucune source de perturbations (hormis les désalignements que nous avons pris en compte), ce qui nous permet d'obtenir des images nettes, quelles que soient la défocalisation ou les aberrations initiales. Nous avons également vu que le LOFI est sensible au photon unique réinjecté. Dans un souci de réalisme, nous allons étudier, dans le dernier chapitre, de façon exhaustive, les perturbations que peut rencontrer le dispositif LOFI pendant ses acquisitions brutes. Les effets de ces perturbations sur les images synthétiques seront présentés.

REFERENCES

1. G. Lippmann, "Épreuves réversibles. Photographies intégrales," Comptes Rendus de l'Académie des Sciences, 146, 446-451 (1908).
<http://www.tgeorgiev.net/RadianceCameras/EpreuvesReversibles.pdf>
2. E. H. Adelson, *et al.*, "Single Lens Stereo with Plenoptic Camera," IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence, **14**, 99-106 (1992).
http://www.cs.cmu.edu/afs/cs/academic/class/15869-f11/www/readings/adelson92_plenoptic.pdf
3. R. Ng, *et al.*, "Light Field Photography with a Hand-Held Plenoptic Camera," Stanford University Computer Science Tech Report CSTR 02 (2005).
<http://graphics.stanford.edu/papers/lfcamera/lfcamera-150dpi.pdf>
4. R. Ng, "Digital light field photography," Ph.D. Thesis, University of Standford (2006).
<http://www.lytro.com/renng-thesis.pdf>
5. M. Levoy, *et al.*, "Recording and controlling the 4D light field in a microscope using microlens arrays," J. Microsc **235**, 144–162 (2009).

[http://graphics.stanford.edu/papers/lfillumination/levoy-lfillumination-jmicr09-
lores.pdf](http://graphics.stanford.edu/papers/lfillumination/levoy-lfillumination-jmicr09-
lores.pdf)

6. A. Veeraraghavan, *et al.*, “Dappled Photography: Mask Enhanced Cameras for Heterodyned Light Fields and Coded Aperture Refocusing,” *ACM Transactions on Graphics* **26**, 69 (2007). <http://www.merl.com/papers/docs/TR2007-115.pdf>
7. R. J. Zawadzki, *et al.*, “Ultrahigh-resolution optical coherence tomography with monochromatic and chromatic aberration correction,” *Opt. Express* **16**, 8126-8143 (2008). <http://www.opticsinfobase.org/oe/abstract.cfm?URI=oe-16-11-8126>
8. A. J. Wright, *et al.*, “Adaptive optics for enhanced signal in CARS microscopy,” *Opt. Express* **15**, 18209-18219 (2007).
<http://www.opticsinfobase.org/oe/abstract.cfm?URI=oe-15-26-18209>
9. A. Facomprez, *et al.*, “Accuracy of correction in modal sensorless adaptive optics,” *Opt. Express* **20**, 2598-2612 (2012).
<http://www.opticsinfobase.org/oe/abstract.cfm?URI=oe-20-3-2598>
10. *CombineZP*, logiciel de focus stacking (2010).
<http://hadleyweb.pwp.blueyonder.co.uk/CZP/News.htm>.
11. Z. Zhai, *et al.*, “Extended depth of field through an axicon,” *Journal of Modern Optics* **56**, 1304-1308 (2009).
<http://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/09500340903082689>.

CHAPITRE 4 : BRUITS ET LIMITATIONS DU LOFI A SYNTHESE D'OUVERTURE

1) Introduction

Dans le premier chapitre, nous avons montré que l'intérêt de la méthode LOFI réside dans sa sensibilité au photon unique, alors même que l'on travaille à faible puissance optique et que l'on respecte donc les normes d'éclairement biomédicales. En effet, un seul photon renvoyé dans la cavité laser pendant le temps d'intégration T_{int} de la détection synchrone, donne un rapport signal sur bruit de 1 [Eq. (1-42)]. Ceci permet donc, de pouvoir obtenir des images (par un balayage point par point avec deux miroirs galvanométriques) avec une sensibilité ultime, tout en respectant les normes optiques [Annexe C]. Cette étude a cependant été faite dans des conditions idéales qui ne sont pas respectées en réalité. Plus précisément, nous avons supposé dans les chapitres 1 et 2, qu'il n'y avait aucune perturbation (mécanique, thermique, ...) sur le montage optique. De même, nous avons supposé que seule la cible rétro-réfléchissait du signal vers la cavité laser (c'est donc la seule source de signal) et que tous les éléments optiques étaient parfaitement alignés. Ici, nous allons nous placer dans un cadre plus réaliste où toutes ces perturbations sont prises en compte. Plus particulièrement, nous évoquerons l'origine de ces perturbations, leurs effets sur les images obtenues par synthèse d'ouverture [Chapitre 2] ainsi que les méthodes qui ont été utilisées pour en réduire les effets ou les éliminer. Jusqu'ici, les seuls défauts à avoir été étudiés sont les erreurs d'alignement dans le montage de synthèse en translation. Nous avons montré [Figure 3-12] que ces désalignements associées aux aberrations de l'objectif, causent une distorsion de la surface équiphasse parcourue par le waist laser pendant le balayage. Il en résulte l'apparition d'aberrations dans l'image. Nous avons cependant vu que, par un filtrage numérique adapté, il était possible de compenser ces aberrations. Dans ce dernier chapitre, nous allons présenter tous les autres effets parasites par ordre d'importance.

Ainsi dans une première partie, nous nous intéresserons aux réflexions parasites. En effet, en plus de la cible, de nombreux éléments (par exemple les optiques et/ou les particules diffusantes dans le milieu turbide) peuvent être source de réinjection optique, et ainsi venir parasiter l'image LOFI de la cible. Nous allons voir que ce signal parasite présent dans tout le champ de l'image va, dans la plupart des cas, constituer un bruit de fond supérieur au bruit de

photons réduisant ainsi notre sensibilité. Afin de régler ce problème, nous proposons deux solutions. La première est basée sur l'utilisation d'un dispositif LOFI bi-faisceau [1,2] qui va par contre présenter le défaut de dégrader notre résolution. La deuxième, qui a été développée durant cette thèse, consiste à marquer, acoustiquement, les photons d'intérêt [Annexe J]. Nous allons voir que le défaut de cette technique est une légère dégradation du nombre de photons collectés (liée au rendement du marquage acoustique).

Dans une deuxième partie, nous allons considérer les variations de phases qui peuvent se produire pendant l'acquisition brute. Nous verrons que celles-ci sont essentiellement de trois types : variations de type sinusoïdale associées à des bruits mécaniques ou électriques, variations aléatoires associées aux imperfections concernant le positionnement des miroirs galvanométriques (qui sont aléatoires) et enfin dérives lentes de phases provenant essentiellement d'effets thermiques. Nous allons voir que, même si chacun de ces effets a un impact différent sur l'image de synthèse finale, les bruits de phase sont tous des bruits multiplicatifs. Ainsi, nous démontrerons que, dans tous les cas, il se produit un transfert du signal utile vers du bruit dans l'image de synthèse finale. Nous montrerons qu'il est cependant possible d'éliminer les dérives de phase en procédant à une double acquisition (donc au prix d'un temps d'acquisition deux fois plus élevé).

Pour finir, nous traiterons le cas du bruit quantique du laser, qui est additif et constitue la limite ultime de sensibilité. Plus précisément, nous montrerons qu'il est possible d'améliorer le rapport signal sur bruit en augmentant le temps d'intégration par pixel ou en procédant à un suréchantillonnage, couplé à un filtrage adapté dans l'espace des fréquences spatiales. Dans les deux cas, nous montrerons que l'on obtient une amélioration du rapport signal sur bruit proportionnellement à la racine du temps d'acquisition total (ce qui est un résultat classique). Ce chapitre s'appuie essentiellement sur deux de nos articles publiés [Annexes J et K].

2) Réinjection de photons parasites

Ce que l'on appelle réflexions ou échos parasites ce sont les photons réinjectés dans la cavité, qui ne proviennent pas d'une réflexion sur la cible d'intérêt. Comme tous les photons réinjectés, ces photons donnent un signal (ici parasite) qui vient s'ajouter au signal d'intérêt et impacter le rapport signal sur bruit de l'image (nous ne sommes plus réellement limité par le bruit de photons). Selon qu'ils proviennent d'éléments situés en aval ou en amont des miroirs galvanométriques, on distingue deux sortes d'échos parasites ayant un impact différent sur l'image finale. Dans tous les cas, les réflexions intervenant avant les deux

modulateurs acousto-optiques du décalage en fréquence [Figure 1-17] ne sont pas détectées. En effet, les photons réinjectés ne sont pas décalés en fréquence, ne produisent donc pas de battement LOFI à la fréquence F_c et ne sont pas démodulés par la détection synchrone.

a) Echos avant les miroirs galvanométriques

Le premier type d'échos parasites que l'on peut rencontrer provient de réflexions sur toutes les optiques situées entre le système de décalage en fréquence et les miroirs galvanométriques [Figure 4-1(a)] (objectif de microscope, face arrière de décaleur en fréquence,...). Etant donné que, pour ces réflexions, le laser ne bouge pas par rapport aux optiques, il s'ensuit un signal LOFI parasite quasi fixe en amplitude et en phase.

Etant donné la constance du signal parasite dans l'image, il est facile de l'éliminer, par simple filtrage (élimination de la fréquence spatiale nulle dans l'espace de Fourier). Il faut tout de même faire attention à ces échos parasites. En effet, lorsqu'ils sont trop importants (ils peuvent être très grands devant le signal utile) nous sommes obligés de nous placer sur un calibre important pendant l'acquisition. Or, nous avons vu [Tableau 1-1] qu'il existait un bruit de quantification introduit par la chaîne de détection, d'autant plus important que le calibre utilisé était important. Il faut donc éviter d'avoir un signal parasite trop fort (et donc d'avoir un calibre trop haut) afin que le bruit de quantification ne dépasse pas le bruit de photons.

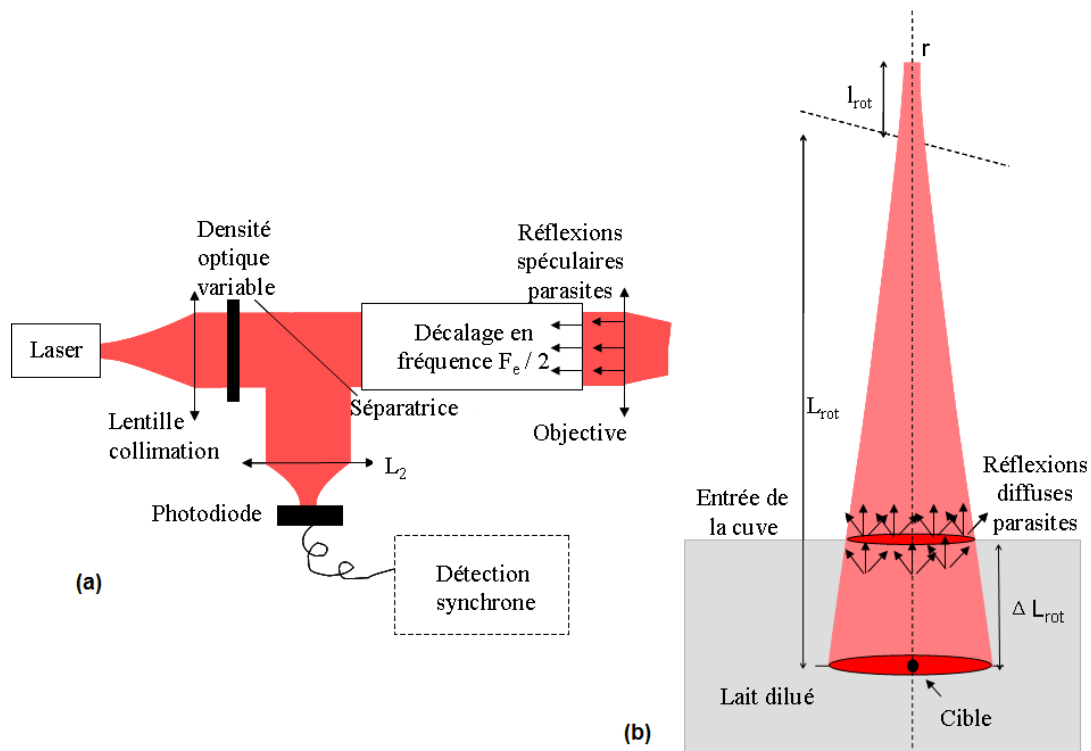


Figure 4-1: Source des réflexions parasites dans le montage LOFI de synthèse en rotation. (a) Réflexions parasites fixes (les flèches à sens unique sur la figure) sur les optiques avant les miroirs galvanométriques. (b) Réflexions parasites diffuses (les flèches sur la figure) sur les objets après les miroirs galvanométriques. L'objet d'étude constitué de billes de silice derrière une ouverture de 1 mm [Figure 2-11(a)], est placé dans une cuve remplie de lait dilué dans de l'eau (pour simuler un milieu diffusant dont on peut faire varier la longueur de transport avec la concentration en lait). $\Delta L_{rot} = 4$ cm est la distance entre la cible (c.-à-d. les billes) et l'entrée de la cuve (c'est donc l'épaisseur des milieux diffusants traversés). Les paramètres utilisés sont les suivants : $r = 12 \mu\text{m}$, $L_{rot} = 12$ cm, $l_{rot} = 5$ cm et $RES_{rot,SA}(0) = rL_{rot} / l_{rot} \sqrt{2} = 20 \mu\text{m}$ (résolution après synthèse) [Eq. (2-15)].

b) Echos après les miroirs galvanométriques

Un autre type d'échos parasites que l'on peut enregistrer, provient de réflexions sur des éléments situés après les miroirs galvanométriques [Figure 4-1(b)]. Ceux-ci sont principalement dus, dans notre cas, aux salissures ou impuretés présentes sur la face d'entrée de la cuve. A forte concentration du milieu diffusant, les réflexions sur les particules diffusantes vont aussi intervenir. Contrairement au précédent type de réflexions, ici, le signal parasite n'est pas constant à cause du balayage et il n'est pas possible de l'éliminer aussi simplement que précédemment. Plus précisément, ces réflecteurs parasites vont même donner un signal similaire au signal utile dans l'espace de Fourier (derrière les miroirs il n'est pas

possible *a priori* de distinguer le signal d'objets parasites du signal utile). Nous allons montrer à travers les Figure 4-1(b) et Figure 4-2 que c'est ce type d'échos parasites qui est véritablement à l'origine de la limitation du rapport signal sur bruit et non pas le bruit de photons du laser. Dans la Figure 4-1(b), nous considérons comme cible, des billes de silice [Annexe E], et comme milieu diffusant, une cuve remplie de lait dilué, dans laquelle sont plongées les billes (les paramètres de ce milieu diffusant dépendant de la concentration). La cuve remplie de lait dilué va créer trois sources de perturbations que nous allons décrire succinctement. Tout d'abord il y a deux éléments diffusifs parasites : la face d'entrée de la cuve et les particules de graisse contenues dans le lait ; ces éléments vont créer un écho parasite diffus comme décrit précédemment. De plus, il y a également, comme élément perturbateur, la réfraction induite par l'eau contenue dans la cuve ($n_{eau} = 1,33$). L'eau n'a bien entendu pas d'effet sur le bruit ; par contre, la cuve agit sur l'objet comme un système optique : nous n'obtenons plus l'image de la cible directement, mais de son image à travers l'eau. Ainsi ce n'est plus L_{rot} qu'il faut considérer comme distance entre le miroir M_y et la cible, mais plutôt $L'_{rot} = L_{rot} - \Delta L_{rot} / n_{eau}$. Dans cette dernière expression, ΔL_{rot} désigne l'épaisseur d'eau traversée. Finalement, le seul effet que l'on obtiendra, sera une amélioration de la résolution d'un facteur L_{rot} / L'_{rot} (par simple effet d'imagerie à travers l'épaisseur d'eau, l'image de la cible est plus près du miroir que la cible elle-même). Dans le cas de la Figure 4-1(b), nous avons par exemple $L_{rot} = 12\text{ cm}$, $\Delta L_{rot} = 4\text{ cm}$ et $L'_{rot} = 11\text{ cm}$; dans la suite nous négligeons donc cet effet de réfraction (amélioration de la résolution de 10 % environ).

Dans la Figure 4-2(a), nous mesurons l'énergie contenue dans l'image de la cible, en fonction de la concentration de lait. Celle-ci est augmentée de 0 jusqu'à 2,5 % en volume (de 0 à 15 ml de lait dans 600 ml d'eau dans la cuve). Sur un aller-simple et à travers une épaisseur $\Delta L_{rot} = 4\text{ cm}$ de milieu, ceci correspond à une densité optique variant entre 0 et 2. Une comparaison avec le bruit de fond dans l'image est effectuée (même image avec la cuve présente mais sans la cible). L'augmentation de la concentration de lait atténue le signal utile mais pas le signal parasite diffus (provenant essentiellement des salissures sur la cuve). Afin de comparer avec le bruit de photons, le même type de mesures est fait, mais cette fois-ci, l'atténuation est obtenue avec une densité optique placée en amont du décalage en fréquence [Figure 4-2(a)]. Ainsi lorsque la densité optique augmente, c'est l'ensemble du signal (parasite et utile) qui est atténué et le bruit de fond converge donc bien vers le bruit de photons (*c.-à-d.* le bruit quantique du laser). Dans les deux cas (atténuation par les

$\Delta L_{rot} = 4 \text{ cm}$ d'épaisseur de lait dilué ou par la densité optique), l'abscisse est affichée en densité optique sur un aller simple.

Nous constatons que dans les deux cas, il y a bien une atténuation du signal utile avec la densité optique. Nous remarquons [Figure 4-2(a)] que, dans le cas de l'atténuation par le lait, le bruit de fond est bien plus élevé que lorsque l'atténuation est faite sur le signal total (avant le décalage en fréquence, [Figure 4-2(b)]). Nous voyons donc clairement que nous sommes limités par le signal parasite diffus issu de l'entrée de la cuve, et éventuellement par les particules de graisse dans le lait. Dans le cas de l'atténuation par le lait, on ne peut atteindre qu'une densité de OD 1,5 (en aller-simple), tandis qu'avec une limitation au bruit de photons, on pourrait aller jusqu'à une atténuation bien plus importante : OD 7. En réalité cette situation peut se comprendre très intuitivement : l'effet de filtrage spatial du LOFI [chapitre 1] n'est plus utilisé dans le cas d'un montage en synthèse. En effet, dans ce type de configuration, que les photons soient rétro-réfléchis par la cible d'intérêt, ou par des éléments parasites (lait, impuretés sur la cuve), ils se trouvent en dehors de la zone confocale. En conséquence, il n'y a pas de réjection préférentielle du signal parasite par rapport au signal utile.

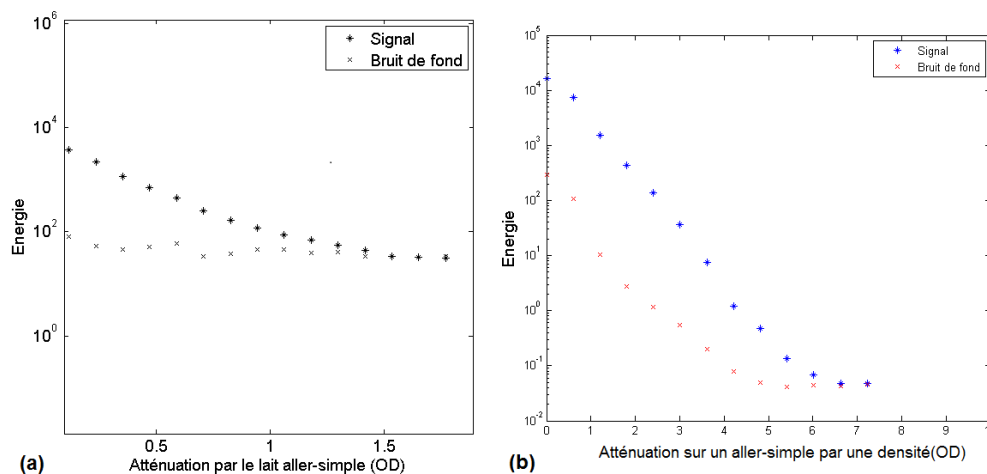


Figure 4-2: Evolution de l'énergie contenue dans l'image de synthèse (c.-à-d. la somme du carré des amplitudes de chacun des pixels de l'image, en unité arbitraire) en fonction de l'atténuation optique. Résultats expérimentaux associés aux dispositif de la Figure 4-1 (l'unité en ordonnée est arbitraire). (a) Atténuation du signal par une augmentation de la concentration en lait dans la cuve (qui va de 0 à 2,5% en volume). (b) Atténuation par une densité optique variable placée avant le décalage en fréquence (c.-à-d. atténuation du signal issu de tous les réflecteurs), la cuve est alors remplie d'eau. Dans les deux cas nous visualisons l'énergie du signal utile et le signal du bruit de fond (zone de même taille que la cible) en fonction de la densité optique sur un aller. Dans le cas de la figure (b), à forte atténuation, nous sommes limités par le bruit de photons (pas de signal réinjecté).

c) Elimination des échos parasites : l'imagerie LOFI par marquage acoustique

Au vu de ce qui précède, si l'on veut pouvoir atteindre la sensibilité ultime au bruit de photons, il est nécessaire de pouvoir supprimer les échos parasites. Avant le début de cette thèse, une première solution avait été proposée dans l'équipe [1,2]. L'idée est de séparer le faisceau LOFI en deux, par un cristal biréfringent (chaque polarisation emprunte donc un chemin différent). Nous plaçons un décalage en fréquence $F_e/2$ sur une seule voie, tandis que les deux sont ensuite envoyées vers l'objectif de microscope. Le placement d'une lame quart d'onde sur les deux voies permet une rotation de la polarisation de 90° et un retour des photons par l'autre voie. Ainsi, en effectuant une détection à la fréquence $F_e/2$ (décalage en fréquence obtenu si l'on passe une fois dans chaque voie), seuls les photons réfléchis dans la zone de recouvrement entre les deux voies sont donc détectés [Figure 4-3]. Afin de pouvoir sélectionner les photons issus de la cible uniquement (pas de photons parasites), il suffit donc de faire coïncider cette zone avec la cible d'intérêt. Le défaut de cette configuration réside dans sa complexité de mise en œuvre (il fait intervenir un cristal biréfringent). D'autre part, étant donné que l'on doit faire passer deux faisceaux dans l'ouverture limitée de l'objectif du microscope, il s'ensuit une dégradation de la résolution finale (d'au moins un facteur 2).

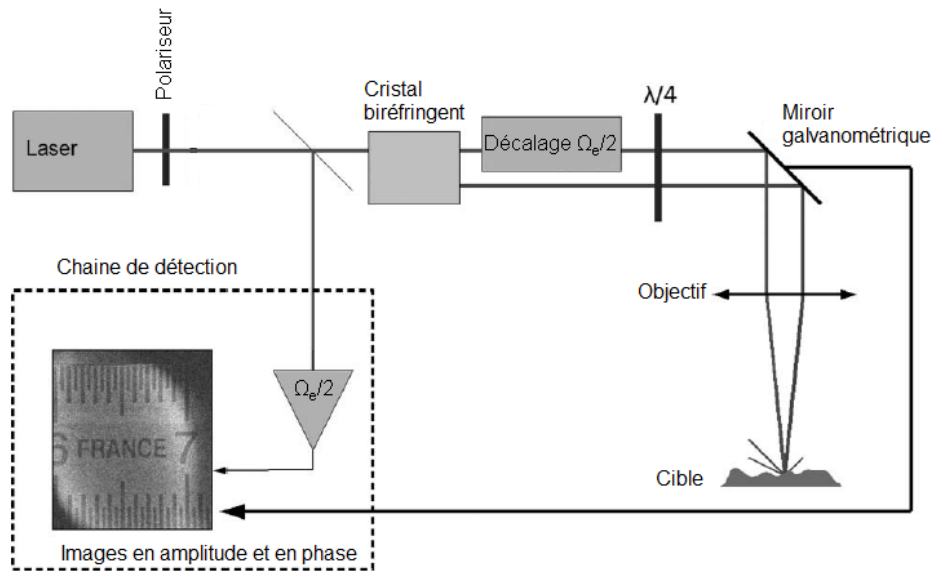


Figure 4-3: Dispositif d'imagerie LOFI bi-faisceau permettant de ne pas détecter les échos parasites. Les photons ayant une polarisation ordinaire ne sont pas déviés tandis que les photons ayant une polarisation extraordinaire sont déviés par le cristal biréfringent. La lame quart d'onde permet la rotation à 90 degrés de la polarisation sur un aller-retour ce qui correspond aux deux trajectoires possibles. Seul les photons passant une seule fois à travers le décalage en pulsation $\Omega_e/2$ sont détectés (la détection synchrone démodule à cette pulsation). Cela correspond à un passage par les deux chemins, ces photons doivent donc être nécessairement rétro-réfléchis à l'intersection des deux chemins (où l'on doit donc placer la cible). Les photons réfléchis en dehors de cette zone de recouvrement (réflexions spéculaires sur les lentilles par exemple) ne sont pas détectés d'où l'absence d'échos parasites. Figure tirée de [2].

Dans ce chapitre nous introduisons un dispositif LOFI anti échos parasite couplant la synthèse d'ouverture LOFI avec un marquage acoustique. Concrètement, nous ajoutons dans la cuve de la Figure 4-1(b) un transducteur piézo-électrique focalisant une onde acoustique de fréquence $F_A/2 = 2,25 \text{ MHz}$ en amont de la cible. Les photons traversant le faisceau acoustique subissent, en plus du décalage de fréquence habituel à F_e , un marquage aux multiples de $F_A/2$, comme nous allons le voir. En réalisant, par exemple, une détection à la fréquence $F_e - F_A$, il est possible de ne détecter que les photons qui sont effectivement passés dans le faisceau acoustique avant d'être réinjectés dans la cavité du laser (et donc de ne pas détecter les photons parasites). Le premier dispositif de ce type a été réalisé dans l'équipe par Jacquin *et al.* [3]. Le problème avec celui-ci était, qu'à cause d'une référence approximative en entrée de la détection synchrone, seules les informations d'amplitude étaient disponibles, la phase restant inaccessible. Pendant cette thèse [Annexe J], nous avons modifié ce dispositif. Nous avons ajouté un mélangeur qui effectue le produit du signal de fréquence $F_e/2$ fourni par le

pilotage du décaleur en fréquence [Figure 1-17], avec le signal en entrée du transducteur acoustique à la fréquence $F_A/2$. Nous constatons qu'il est alors possible d'extraire précisément un signal de référence à la fréquence $F_e - F_A$. En utilisant cette référence précise en entrée de la détection synchrone, il est ainsi possible de récupérer les informations d'amplitude et de phase du champ électrique marqué acoustiquement, et donc d'avoir accès à la synthèse d'ouverture. Le dispositif en question est présenté sur la Figure 4-4 et il est basé sur une configuration de synthèse en translation [Annexe H].

Le transducteur piézoélectrique génère une onde acoustique à la fréquence $F_A/2 = 2,25 \text{ MHz}$ (cela correspond à une longueur d'onde $\lambda_A = 660 \mu\text{m}$). Celui-ci est piloté par un amplificateur RF (Radio-Fréquence) à la même fréquence. Le transducteur possède un diamètre 2 cm et une focale 5 cm , il s'ensuit que la taille du waist acoustique (rayon de la tache au foyer) vaut $r_A = \lambda_A / (\pi ON) = 660 \mu\text{m} / (\pi 0,2) \approx 1 \text{ mm}$ (ON désigne l'ouverture numérique du faisceau acoustique). Cette hypothèse théorique est corroborée par une mesure expérimentale avec un hydrophone [Figure 4-5(a)].

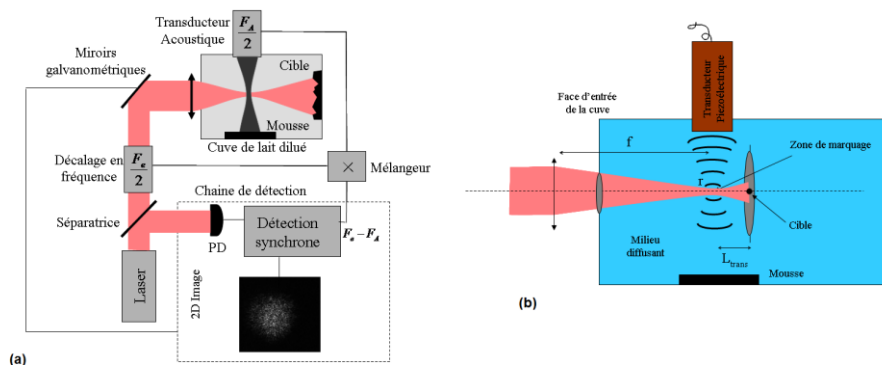


Figure 4-4: Dispositif de synthèse LOFI en configuration de translation ([chapitre 2] et [Annexe H]) permettant de ne pas détecter les échos parasites. Le LOFI est associé à un marquage acoustique de fréquence $F_A/2 = 2,25 \text{ MHz}$ ($\lambda_A = 660 \mu\text{m}$) au niveau du point de focalisation du laser, proche de la cible, en plus du décalage habituel donné par $F_e/2 = 4,45 \text{ MHz}$. Seuls les photons décalés d'une fréquence $F_e - F_A = 4,4 \text{ MHz}$ et donc passant par le faisceau acoustique participent au signal LOFI après démodulation par la détection synchrone. (a) Schéma global du système, PD désigne la photodiode de détection. Comme précédemment, le milieu diffusant est simulé par une cuve remplie de lait dilué. La mousse permet d'éviter une réflexion des ondes acoustiques sur le fond de la cuve et donc l'apparition d'ondes stationnaires acoustiques. (b) Zoom sur le système de marquage et sur la cuve : un transducteur piézoélectrique génère une onde acoustique dont le waist est près de la cible. Le transducteur est piloté par une alimentation RF à une fréquence $F_A/2$. Le waist optique est de $r = 20 \mu\text{m}$, la focale est donnée par $f = 75 \text{ mm}$, et la distance de défocalisation par $L_{\text{trans}} = 50 \text{ mm}$.

Nous allons maintenant préciser, de façon plus quantitative, la façon dont se déroule le processus de marquage. L'onde acoustique, en faisant varier la pression, va entraîner d'une part un déplacement des particules diffusantes (effet négligeable sur le signal utile qui n'a pas subi d'évènement de diffusion) et d'autre part une modulation de l'indice de réfraction du lait dilué (que nous supposons de même indice que l'eau n_{eau}) de façon sinusoïdale. En effet, les variations de pression ΔP et d'indice Δn_{eau} sont reliées par le coefficient piézo-optique

$$\frac{\partial n}{\partial p} = 15.10^{-11} \text{ Pa}^{-1} \text{ [4]} :$$

$$\Delta n_{eau}(t) = \frac{\partial n}{\partial p} \Delta P(t) = \frac{\partial n}{\partial p} \Delta P_0 \cos\left(\frac{\Omega_A}{2} t\right) \quad (4-1)$$

Dans cette expression, ΔP_0 désigne l'amplitude de la variation de pression induite par l'onde acoustique. D'après les mesures de la Figure 4-5(a), cette variation d'indice a lieu sur une épaisseur $4r_A = 4 \text{ mm}$ aller-retour (2 mm à l'aller et 2 mm au retour).

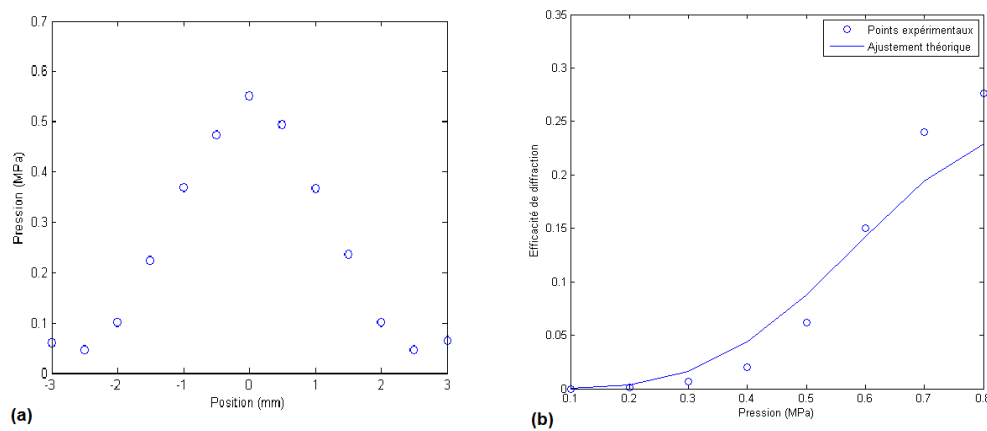


Figure 4-5: Caractéristiques du marquage acoustique. (a) Profil spatial du faisceau acoustique au niveau de son waist : le profil est à peu près gaussien de largeur à mi-hauteur environ 2 mm. Cette pression est mesurée par un hydrophone qui possède un petit cristal piézoélectrique qui délivre un signal proportionnel à la pression incidente. Le driver RF du transducteur acoustique est alimenté par une amplitude de 50 mV (signal RF amplifié puis envoyé sur le transducteur piézo-électrique). (b) Efficacité de marquage (rapport entre le nombre de photons détectés avec ou sans marquage à puissance laser égale) en fonction de la pression (pression au centre du waist acoustique). Afin que les signaux LOFI soient comparables, la fréquence du battement LOFI que l'on détecte est volontairement identique dans les deux cas ($F_e - F_A = 4,4 \text{ MHz}$ pour le marquage acoustique et $F_e = 4,4 \text{ MHz}$ sans marquage). Une comparaison est établie avec la prévision théorique (courbe pleine) [Eq. (4-3)].

Il s'ensuit une modulation de phase du faisceau LOFI sur un champ millimétrique qui est la taille typique des objets que l'on image. Cette modulation de phase $\Delta\varphi(t)$ peut donc être considérée comme spatialement homogène et elle est donnée d'après l'Eq. (4-1) par :

$$\Delta\varphi(t) = 2\pi \frac{\Delta n_{eau}(4\text{ mm})}{\lambda} = 2\pi \left. \frac{\partial n}{\partial p} \right|_s \frac{(4\text{ mm})\Delta P_0}{\lambda} \sin\left(\frac{\Omega_A}{2} t\right) \quad (4-2)$$

Finalement le signal LOFI brut [Eqs. (2-16) et (2-17)] est maintenant donné par :

$$\begin{aligned} h'_{trans,R}(x, y, L_{trans}) &= h_{trans,R}(x, y, L_{trans}) \exp(j\Delta\varphi(t)) \\ &= h_{trans,R}(x, y, L_{trans}) \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n \left(2\pi \left. \frac{\partial n}{\partial p} \right|_s \frac{(4\text{ mm})\Delta P_0}{\lambda} \right) \exp\left(j \frac{\Omega_A}{2} t\right) \end{aligned} \quad (4-3)$$

Dans cette expression, J_n désigne la fonction de Bessel d'ordre n . Afin de détecter des photons marqués, il suffit de réaliser une détection à une des fréquences $F_e - nF_A/2$ avec $n \neq 0$. L'élimination de la réflexion parasite dans l'image finale est donc obtenue au prix d'une chute du niveau de signal utile causée par une efficacité de marquage imparfaite. D'après l'Eq. (4-3), cette efficacité de marquage est donnée par la fonction de Bessel

$\left| J_n \left(2\pi \left. \frac{\partial n}{\partial p} \right|_s \frac{(4\text{ mm})\Delta P_0}{\lambda_A} \right) \right|^2$ lorsque l'on démodule à la fréquence $F_e - nF_A/2$. Dans notre cas,

la démodulation se fait à une fréquence $F_e - F_A$, ce qui correspond à $n=2$ (le meilleur rendement serait obtenu pour $n=1$; nous faisons la détection à $F_e - F_A$ pour des raisons pratiques : notre détection synchrone démodule le signal avec une fréquence double du signal de référence en entrée de fréquence $(F_e - F_A)/2$). La Figure 4-5(b) correspond à une vérification expérimentale de cette théorie. L'efficacité de marquage acoustique est mesurée en comparant l'énergie (le nombre de photons dans l'image correspondant à la somme des carrés des amplitudes) avec et sans marquage. La cible utilisée est toujours constituée de billes de silice de $50\ \mu\text{m}$ de diamètre [Annexe E] situées derrière un trou circulaire opaque de diamètre 1 mm . Pour que les mesures soient comparables, la puissance incidente sur la cible P_{cible} et la fréquence à laquelle est faite le battement optique sont maintenues constantes. Ce décalage en fréquence est optimisé à $F_+ = 4,4\text{ MHz}$. En effet, nous rappelons qu'en se plaçant

à cette fréquence F_+ [Figure 1-21], nous sommes limités par le bruit de photons tout en étant le plus loin possible de la fréquence de relaxation $F_R = 3 \text{ MHz}$ du laser, afin d'éviter la saturation. Nous observons une bonne correspondance entre la théorie et l'expérience. Nous constatons que l'amplitude de la pression maximale accessible avec le transducteur est donnée par $\Delta P_0 = 0,8 \text{ MPa}$. A ce niveau de puissance acoustique, nous atteignons une efficacité de marquage de l'ordre $n=2$ de $|J_{2,\max}|^2 \approx 25\%$ (cela correspond à une variation d'indice

$$\Delta n_{\text{eau}}(t) = \left. \frac{\partial n}{\partial p} \right|_s \Delta P_0 \cos\left(\frac{\Omega_A}{2} t\right) = 1,2 \cdot 10^{-4} \cos\left(\frac{\Omega_A}{2} t\right).$$

A partir du dispositif de la Figure 4-4 (dispositif de marquage acoustique couplé au LOFI en synthèse d'ouverture en translation), nous faisons toujours l'image du même objet (billes). Comme indiqué dans la figure, la cible est placée dans une cuve remplie de lait dilué faisant office de milieu diffusant. Le marquage acoustique se fait toujours à une fréquence $F_A/2 = 2,25 \text{ MHz}$, et la démodulation, à la fréquence $F_e - F_A = 4,4 \text{ MHz}$. La Figure 4-6 présente les images obtenues avant et après synthèse d'ouverture et avec ou sans marquage acoustique (dans ce cas la démodulation se fait à une fréquence $F_e = 4,4 \text{ MHz}$).

En comparant les Figure 4-6(a) et (b) avec les Figure 4-6(c) et (d), nous constatons l'effet du marquage acoustique : les échos parasites (visibles sur des zones de champ en dehors de la cible) disparaissent avec le marquage. De plus, la Figure 4-6(d) montre qu'il est maintenant possible de faire de la synthèse d'ouverture LOFI avec marquage, grâce aux deux informations amplitude et phase nouvellement disponibles (précédemment [3], nous n'avions que les informations d'amplitude).

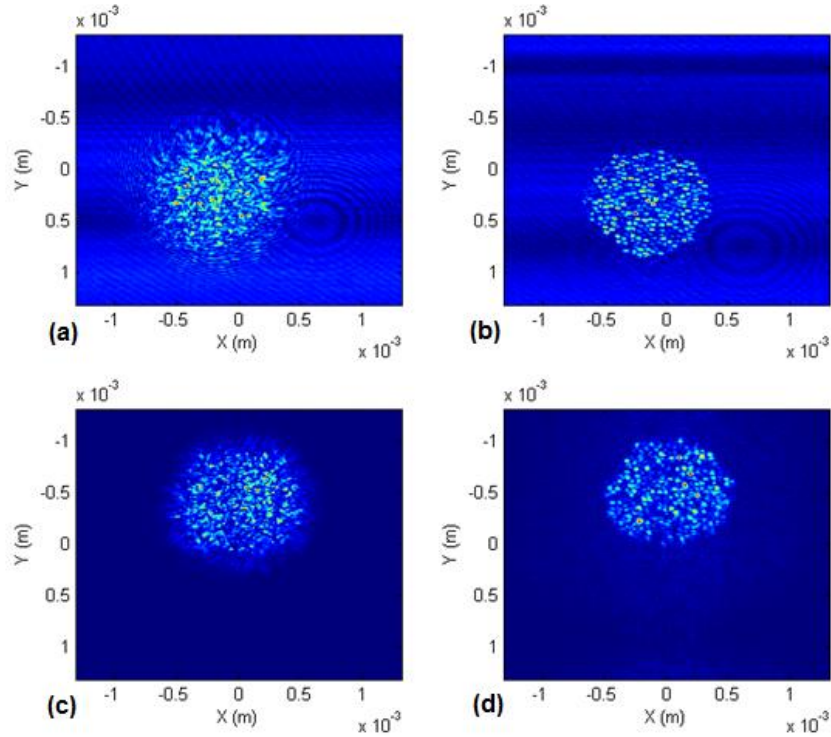


Figure 4-6: Exemple expérimental associé au dispositif de la Figure 4-4. La cible utilisée est constituée des billes catadioptriques de $50 \mu\text{m}$ de diamètre [Annexe E] derrière une ouverture de 1 mm de diamètre. (a) Cas d'un dispositif sans marquage acoustique [Annexe H], image brute avec une défocalisation sur une distance $L_{\text{trans}} = 5 \text{ mm}$ (rayon de la PSF brut égal à $RES_{\text{trans},SA}(L_{\text{rans}}) \approx 85 \mu\text{m}$). (b) Cas d'un dispositif sans marquage acoustique [Annexe H], image synthétique avec correction de défocalisation (résolution attendue $RES_{\text{trans},SA}(0) = r / \sqrt{2} \approx 14 \mu\text{m}$). (c) et (d) : figures identiques à (a) et (b) mais avec un marquage acoustique. Dans tous les cas, la démodulation synchrone se fait à une fréquence de $4,4 \text{ MHz}$.

Afin de vérifier plus quantitativement nos performances finales en terme de rapport signal sur bruit avec marquage, nous reprenons les mesures faites sur la Figure 4-2(a). Plus précisément, nous mesurons [Figure 4-7] l'énergie issue de l'objet avec ou sans marquage acoustique, en fonction de l'atténuation par du lait. Une comparaison avec le niveau de bruit de photons est faite. Celui-ci est mesuré lorsque l'on éteint les deux modulateurs acousto-optiques constituant le décaleur en fréquence [Figure 1-17] : il n'y a plus de signal LOFI dans ce cas.

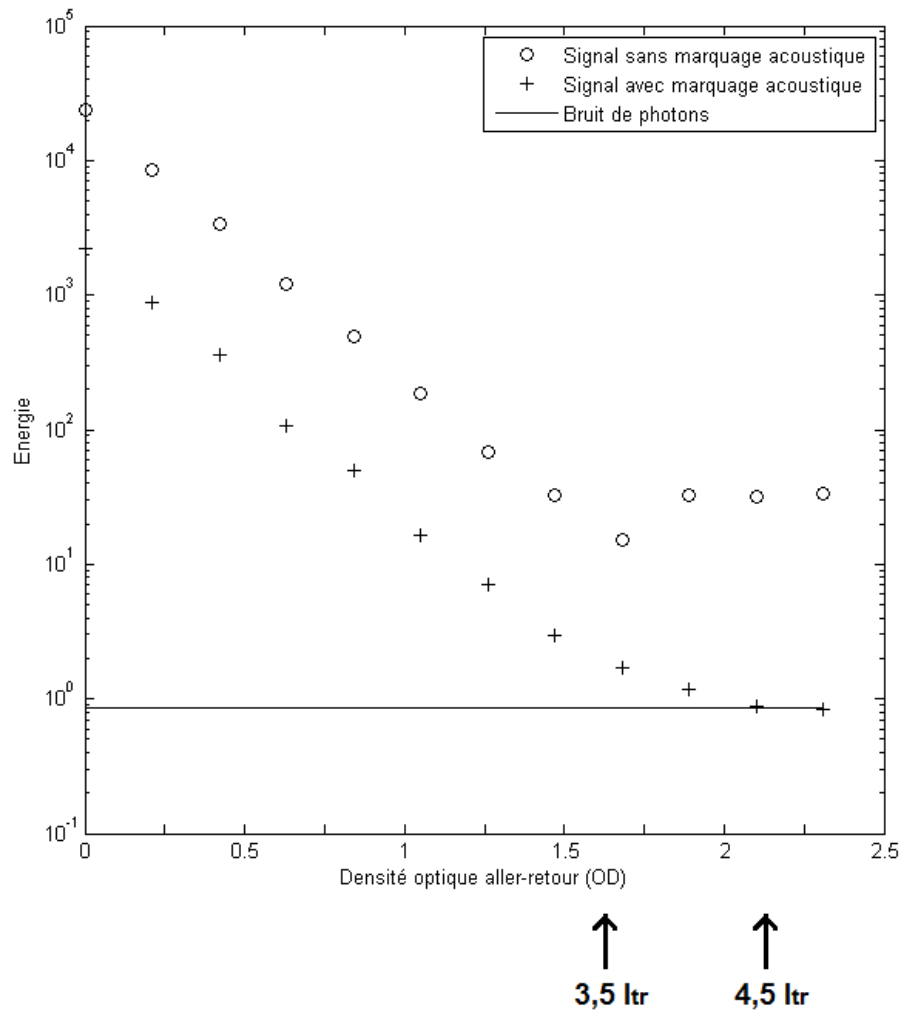


Figure 4-7: Comparaison expérimentale de l'énergie (somme du carré des pixels) contenue dans l'image de la Figure 4-6 enregistrée avec [Figure 4-6(a) et (b)] ou sans [Figure 4-6(c) et (d)] marquage acoustique. L'énergie est donnée en fonction de l'atténuation aller-simple apportée par le lait dans la cuve (la concentration est augmentée). Cette atténuation est donnée en densité optique (OD) et une correspondance est donnée en nombre de libre parcours moyen de transport l_{tr} (sur un aller-simple). Dans tous les cas, la détection synchrone se fait à une fréquence 4,4 MHz et la pression du marquage est de $\Delta P_0 = 0,5$ MPa. Une comparaison est donnée avec le niveau du bruit de photons (mesuré en l'absence de réinjection).

Contrairement au cas où il n'y a pas de marquage acoustique, nous constatons maintenant que nous retrouvons une sensibilité au bruit de photons. Cette performance est obtenue au prix d'une chute dans le niveau de signal utile d'un facteur 10 environ. Cette chute s'explique tout simplement par l'efficacité de marquage dans l'ordre $n = 2$ [Figure 4-5(b)] qui est conforme avec la théorie (nous utilisons maintenant $\Delta P_0 = 0,5$ MPa dans l'expérience). Malgré cette perte de signal de 90%, nous constatons cependant sur la Figure 4-7, qu'en utilisant du

marquage acoustique, nous pouvons descendre jusqu'à une atténuation plus grande. En effet, avec le marquage, nous atteignons 4,5 livres parcours moyens de transport l_{tr} ($OD\ 2,25$) sur un aller simple, tandis que sans marquage, nous allons uniquement jusqu'à $3,5 l_{tr}$ ($OD\ 1,75$). De plus, en augmentant la puissance RF sur le transducteur acoustique, il est possible de monter jusqu'à une efficacité de marquage de 25% environ (si $n = 2$) [Figure 4-5(b)]; il est donc possible d'augmenter les performances du dispositif de marquage.

Pour finir, si nous revenons sur la Figure 4-4(b), nous pouvons constater que l'on place de la mousse au fond de la cuve. Celle-ci, placée en face du transducteur acoustique, a pour but d'absorber le faisceau acoustique et d'empêcher des réflexions parasites. En effet, la Figure 4-8(a) montre expérimentalement l'effet de l'absence de cette mousse : à cause de l'onde acoustique réfléchie, un système d'onde stationnaire va se mettre en place. Le marquage acoustique ne se fait qu'au niveau des ventres acoustiques d'où l'aspect de la Figure 4-8(a).

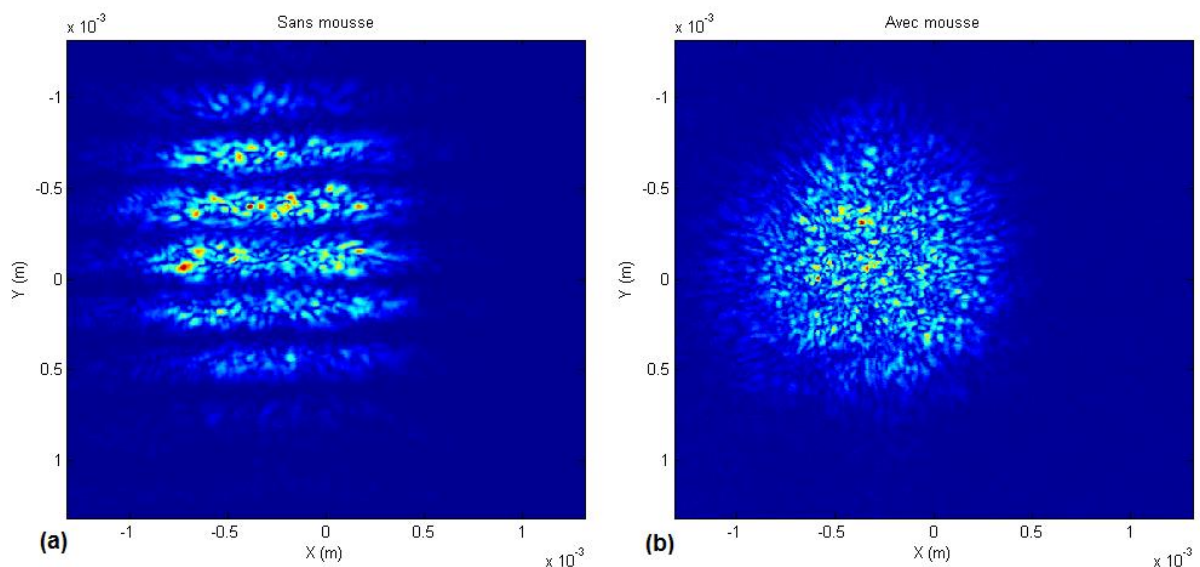


Figure 4-8: Utilité de la mousse dans la cuve de lait dilué (montage de Figure 4-4). (a) Cas de l'absence de mousse : l'onde acoustique se réfléchit sur le fond de la cuve et un système d'ondes stationnaires acoustique se forme (le marquage se fait au niveau des ventres). (b) Cas où de la mousse est présente : l'onde acoustique n'est pas réfléchie. Les deux images sont des acquisitions brutes.

Nous vérifions d'ailleurs sur la Figure 4-8(a) que la distance entre les nœuds (zones où il n'y a pas de marquage, apparaissant en bleu sombre sur la figure) est conforme avec la théorie (espacement d'une distance $\lambda_A / 2 = c_A / 2\nu_A = 1500 / 2,2,25 \cdot 10^6 = 330 \mu m$).

3) Bruits et dérives de phase

Dans cette partie, nous analysons les bruits de phase qui peuvent intervenir pendant l'acquisition de l'image brute. Contrairement aux signaux parasites décrits précédemment venant s'ajouter au signal utile, les bruits de phase sont des bruits dits multiplicatifs. Cela implique, nous allons le voir, que le bruit que l'on retrouve dans l'image finale (après synthèse) provient du signal utile. Ce dernier est, en effet, converti en signal parasite et ce proportionnellement à la quantité de bruit de phase présent initialement. La forme du bruit émis dépend, nous le verrons, du type de bruit de phase qui était présent. Ainsi nous avons, par ordre décroissant d'impact sur la qualité de l'image finale de synthèse, une perturbation de la phase qui peut être périodique, aléatoire ou sous forme d'une dérive lente. Dans tout ce qui suit, nous prenons le cas du montage de synthèse d'ouverture LOFI en translation [Annexe H]. Dans ce cas, nous rappelons de l'Eq. (2-16) que la PSF brute obtenue pour ce montage, correspond à un front d'onde de rayon $RES_{trans,R}(0) = r/\sqrt{2}$ et de courbure $R_{trans,R}(L_{trans}) = L_{trans}/2$. Nous avons, par ailleurs, vu, que la synthèse d'ouverture correspond à une simple rétro-propagation de ce front d'onde sur une distance $R_{trans,R}(L_{trans}) = L_{trans}/2$. Le but est donc de savoir comment cette rétro-propagation va agir sur cette perturbation (cela va correspondre au bruit sur l'image finale). Nous allons voir qu'il est possible pour les trois types de bruits de phase d'établir des analogies avec des situations connues. Ceci va nous permettre d'éviter des calculs fastidieux. Nous allons maintenant développer individuellement chacun de ces trois types de bruit en précisant leur l'origine, leur amplitude et leur impact sur l'image finale. Nous allons également présenter, dans le cas des dérives de phase, une méthode de compensation de ce bruit. Toute cette partie est largement inspirée d'un des articles écrits durant cette thèse et présentés dans l'Annexe K.

a) Bruit de phase périodique

Nous commençons par décrire le bruit de phase périodique ; il s'agit de la perturbation la plus gênante après les échos parasites. Ce bruit a principalement deux origines : la première est mécanique et la deuxième électrique. Les perturbations mécaniques proviennent des vibrations de la table ainsi que de tous les composants optiques; elles se font à basse fréquence ($< 300 Hz$). Les perturbations électriques proviennent essentiellement de l'alimentation électrique des miroirs galvanométriques et se retrouvent à $50 Hz$ et ses

harmoniques. Cette perturbation fait vibrer les miroirs, et donc, induit du bruit sur le chemin optique du faisceau LOFI (et donc module la phase du signal). Dans l'ensemble, ces perturbations ont une amplitude située entre 0 et $0,5 \text{ rad}$. Cette amplitude dépend bien évidemment de l'effort apporté pour avoir un montage stable (optiques avec des tiges courtes et massives, blindage électrique,...). Faisons d'abord l'étude théorique de ce bruit dans le cas sinusoïdal (on ne perd pas en généralités). A cause du balayage linéaire des miroirs, ce bruit de phase temporel sinusoïdal va se traduire par un bruit de phase spatial sinusoïdal $m_{\text{sinus}}(x, y)$ sur l'image brute. La PSF brute donnée par l'Eq. (2-16) devient :

$$\begin{aligned} h'_{\text{trans},R}(x, y, L_{\text{trans}}) &= h_{\text{trans},R}(x, y, L_{\text{trans}})m_{\text{sinus}}(x, y) \\ m_{\text{sinus}}(x, y) &= \exp(j\Phi_0 \sin(2\pi(\mu_0 x + \nu_0 y))) \end{aligned} \quad (4-4)$$

Dans cette expression, Φ_0 désigne l'amplitude du bruit de phase et (μ_0, ν_0) les fréquences spatiales associées à ce bruit dans l'image brute, respectivement dans les directions X et Y. Comme nous l'avons précisé, afin de connaître les effets de cette perturbation sur l'image de synthèse, il est préférable de raisonner par analogies avec des situations connues. Dans le cas présent, ajouter une perturbation $m_{\text{sinus}}(x, y)$ à la PSF brute $h_{\text{trans},R}(x, y, L_{\text{trans}})$ [Eq. (4-4)] revient à insérer un réseau de phase devant un front d'onde de rayon $RES_{\text{trans},R}(0) = r / \sqrt{2}$ et de rayon de courbure $R_{\text{trans},R}(L_{\text{trans}}) = L_{\text{trans}} / 2$. La synthèse d'ouverture correspond à une refocalisation numérique sur une distance $L_{\text{trans}} / 2$ [Eq. (2-22)]. Nous allons donc obtenir comme image finale une répétition de plusieurs images synthétiques, chacune de ces images correspondant à un ordre de diffraction de ce réseau de phase $m_{\text{sinus}}(x, y)$. Cette situation est illustrée schématiquement sur la Figure 4-9. La diffraction se fait le long de la perturbation, et les angles de diffraction sont des multiples de $\lambda\sqrt{\nu_0^2 + \mu_0^2}$ [Figure 4-9]. Après propagation sur une distance $L_{\text{trans}} / 2$, les différentes répliques de l'image sont séparées par une distance $\frac{\lambda L \sqrt{\nu_0^2 + \mu_0^2}}{2}$ dans l'image finale synthétique.

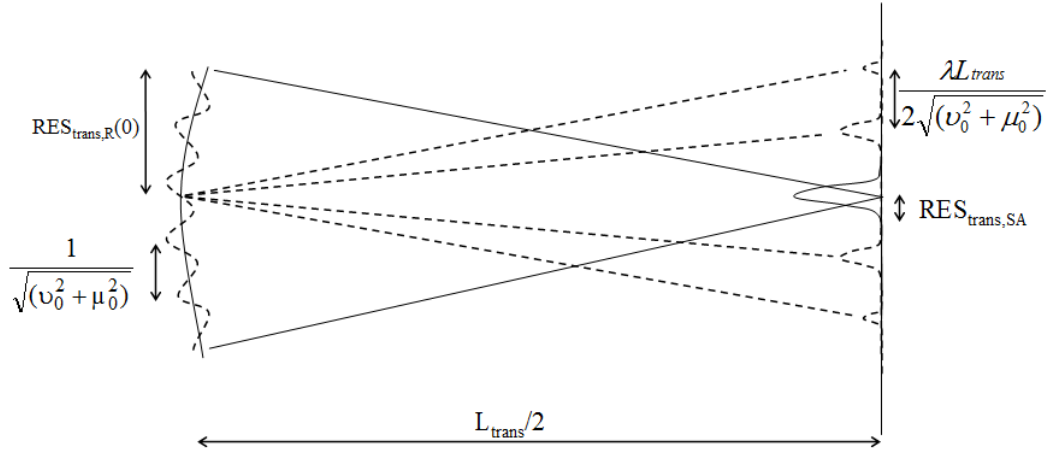


Figure 4-9: Propagation sur une distance $L_{trans}/2$ d'un front d'onde $h_{trans,R}(x,y,L_{trans})$ sur lequel est appliquée une modulation de phase sinusoïdale (réseau de phase). Dans le plan final, nous voyons plusieurs contributions correspondant aux ordres de diffraction du réseau. En trait plein, l'ordre 0, et en pointillés, les ordres diffractés. μ_0 et ν_0 sont les fréquences spatiales associées au réseau, respectivement dans les directions X et Y. Le schéma est représenté le long de la perturbation sinusoïdale.

Plus quantitativement, nous obtenons comme signal synthétique [Eq. (2-20)] :

$$\begin{aligned}
 h'_{trans,SA}(x, y) &= h'_{trans,R}(x, y, L_{trans}) * h_{retroprop}\left(x, y, \frac{L_{trans}}{2}\right) \\
 &= \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(\Phi_0) h_{trans,SA}\left(x - n \frac{\lambda \nu_0 L}{2}, y - n \frac{\lambda \mu_0 L}{2}\right)
 \end{aligned} \tag{4-5}$$

Dans cette expression, $J_n(\Phi_0)$ désigne toujours la fonction de Bessel d'ordre n. Finalement, nous constatons que, d'un point de vue énergétique (carré de l'amplitude du signal LOFI homogène à un nombre de photons), une certaine proportion du signal LOFI utile (ordre 0) est prélevée et distribuée dans les répliques parasites. Plus quantitativement, la proportion de puissance du signal initial envoyé vers un ordre parasite n, est donnée par $|J_n(\Phi_0)|^2$. La conservation totale de l'énergie est respectée car $\sum_{n=-\infty}^{+\infty} |J_n(\Phi_0)|^2 = 1$.

Afin de vérifier nos prévisions expérimentales, nous produisons à nouveau l'image des billes [Annexe E] avec un dispositif de synthèse en translation ($f = 75 \text{ cm}$, $r = 20 \mu\text{m}$ et $L_{trans} = 2,5 \text{ cm}$). Dans un premier temps, les perturbations de phase d'amplitude $\Phi_0 = 1,2 \text{ rad}$ sont introduites numériquement sur l'image brute [Figure 4-10(a)]. Une comparaison est établie, après synthèse, entre les différentes images synthétiques, selon que l'on a [Figure

4-10(c) et (d)] ou non [Figure 4-10(b)], ajouté ces perturbations. La seule différence entre les images des Figure 4-10(c) et (d) vient des fréquences spatiales utilisées pour la perturbation de phase. Celles-ci sont, en effet, deux fois plus importantes dans le cas de la Figure 4-10(d) ($\mu_0 = 10.10^4 \text{ m}^{-1}$ et $\nu_0 = 10.10^4 \text{ m}^{-1}$) que dans celui de la Figure 4-10(c) ($\mu_0 = 5.10^4 \text{ m}^{-1}$ et $\nu_0 = 5.10^4 \text{ m}^{-1}$).

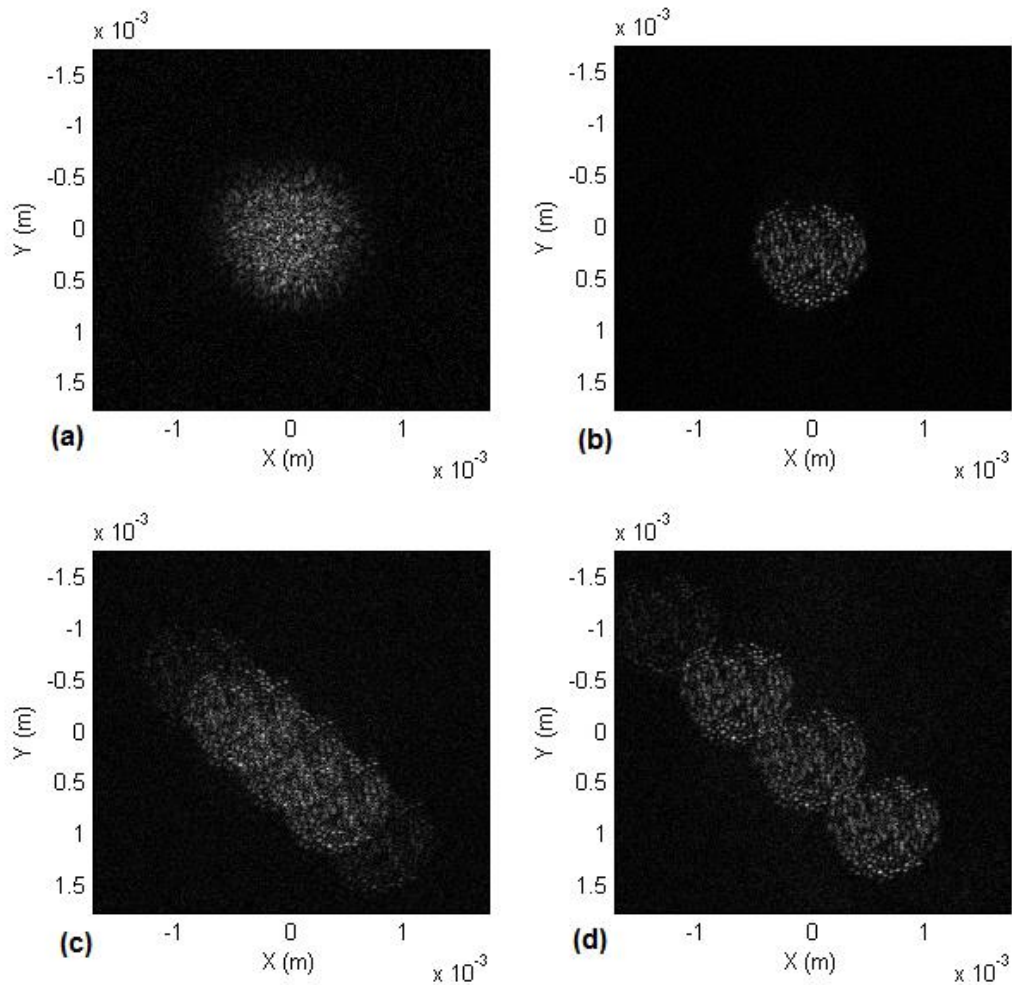


Figure 4-10: Effet d'une perturbation de phase sinusoïdale ajoutée numériquement sur une image brute de synthèse en translation. L'objet utilisé est un ensemble de billes de silice [Annexe E] placées derrière un trou de 1 mm de diamètre. Les paramètres utilisés sont les suivants : $L_{\text{trans}} = 2,5 \text{ cm}$, $r = 20 \text{ }\mu\text{m}$, $f = 75 \text{ mm}$ et $T_{\text{int}} = 150 \text{ }\mu\text{s}$. (a) Amplitude de l'image brute LOFI. (b) Amplitude LOFI après refocalisation numérique en l'absence de perturbations. (c) Amplitude LOFI après refocalisation numérique en présence d'une perturbation de phase d'amplitude $\Phi_0 = 1,2$ radians et de fréquences spatiales $\mu_0 = 5.10^4 \text{ m}^{-1}$ et $\nu_0 = 5.10^4 \text{ m}^{-1}$ respectivement dans les directions X et Y. (d) Pareil que (c) mais avec des fréquences spatiales $\mu_0 = 10.10^4 \text{ m}^{-1}$ et $\nu_0 = 10.10^4 \text{ m}^{-1}$.

Sur cette figure, dans le cas où une perturbation est introduite, nous pouvons observer quatre répliques correspondant aux ordres de diffraction -2 , -1 , $+1$ et $+2$. Nous pouvons mesurer que l'écart entre ces répliques est conforme à la théorie. En effet, dans le cas où $\mu_0 = 5.10^4 m^{-1}$ et $\nu_0 = 5.10^4 m^{-1}$ [Figure 4-10(c)], nous attendons des décalages entre les ordres [Eq. (4-5)] égaux à $\lambda\mu_0 L_{trans} / 2 = 350 \mu m$ et $\lambda\nu_0 L_{trans} / 2 = 350 \mu m$ dans les directions X et Y respectivement ($500 \mu m$ en tout). De même, dans le cas où $\mu_0 = 10.10^4 m^{-1}$ et $\nu_0 = 10.10^4 m^{-1}$ [Figure 4-10(d)], nous attendons des décalages [Eq. (4-5)] égaux à $\lambda\mu_0 L_{trans} / 2 = 700 \mu m$ et $\lambda\nu_0 L_{trans} / 2 = 750 \mu m$ dans les directions X et Y respectivement ($1000 \mu m$ en tout). Ces prévisions théoriques sont vérifiées numériquement. Nous constatons, sur la Figure 4-10(d), que les différents ordres de diffraction sont bien séparés. Ceci nous permet donc de mesurer les énergies (somme des carrés des pixels) contenues dans chacun d'entre eux. Il est ainsi possible de vérifier [Eq. (4-5)] que l'énergie totale enregistrée se répartit bien, après synthèse, dans l'ordre n suivant la loi $|J_n(\Phi_0)|^2$.

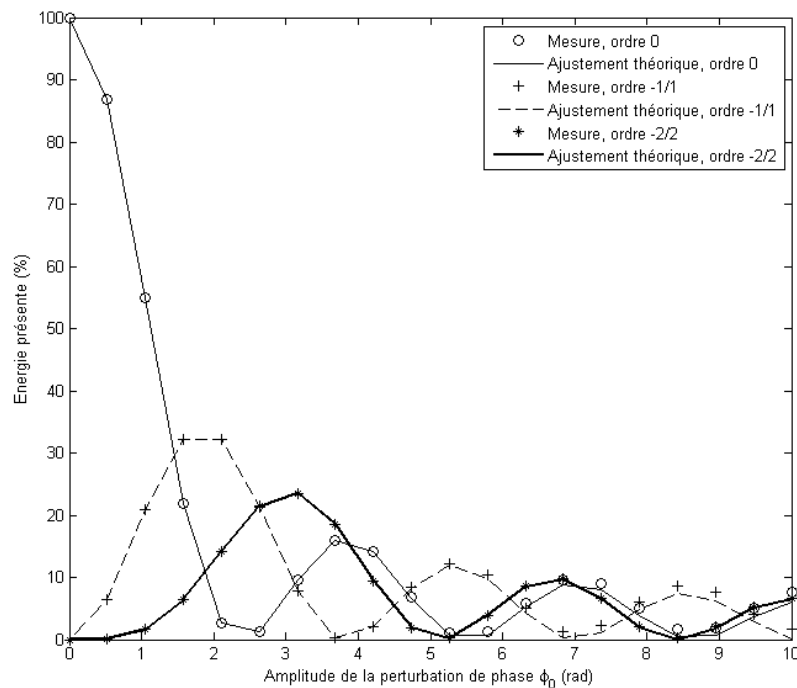


Figure 4-11: Répartition des énergies (somme des carrés des pixels de l'image LOFI finale) contenues dans chacune des répliques et ajustement avec la théorie [Eq. (4-5)]. La mesure est faite à partir des images de la Figure 4-10(d) où les répliques sont bien séparées les unes des autres et de l'image de départ (ordre 0). Nous faisons varier l'amplitude ϕ_0 de la perturbation de phase, numériquement introduite sur l'image brute entre 0 à 10 rad.

Nous constatons donc que nos prévisions théoriques sont bien vérifiées numériquement.

Pour finir, il nous a semblé intéressant de procéder à une démonstration expérimentale de tout ce qui précède. Pour cela, une image du même type que celle de la Figure 4-10 a été réalisée (même dispositif optique avec les mêmes paramètres) mais, au lieu d'introduire numériquement la perturbation sinusoïdale de phase, celle-ci est introduite physiquement pendant l'acquisition. Plus précisément, une vibration mécanique est imposée avec l'aide d'un haut parleur placé à proximité du montage optique, pendant l'acquisition de l'image brute. La vibration éventuellement imposée se fait avec une fréquence de 100 Hz . Or, le temps d'intégration pour chaque pixel étant fixé à $T_{\text{int}} = 150\ \mu\text{s}$ et l'échantillonnage spatial étant de $\delta x = \delta y = 1,7\ \mu\text{m}$ par pixel, cette vibration se traduit sur l'image brute par une perturbation spatiale de fréquence $\mu_0 = 10000\ \text{m}^{-1}$ dans la direction X et $\nu_0 = 80000\ \text{m}^{-1}$ dans la direction Y. La Figure 4-12 présente les images de synthèse obtenues.

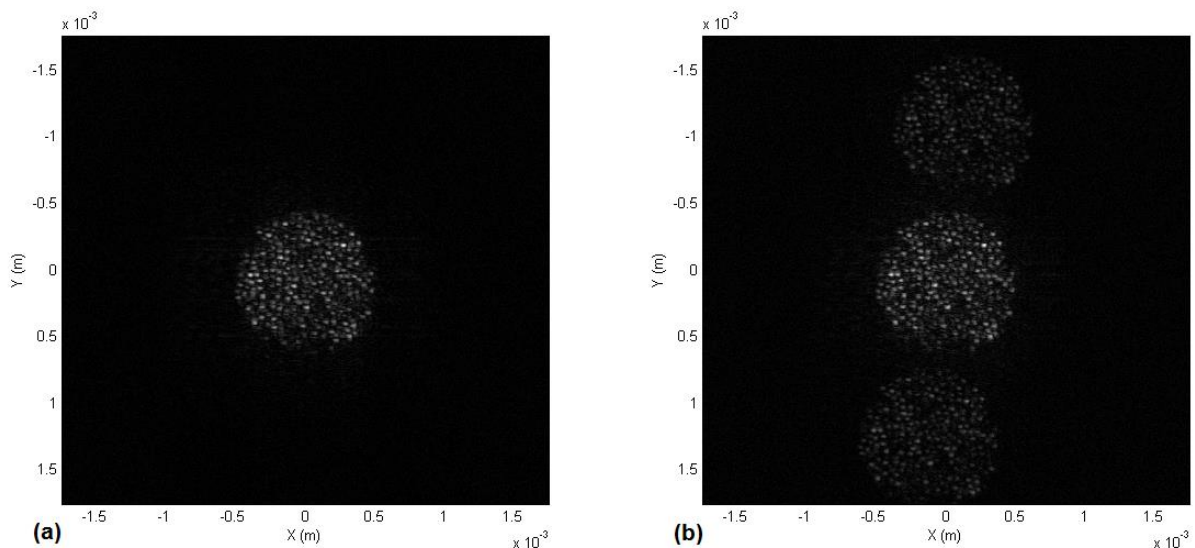


Figure 4-12: Effet d'une perturbation de phase sinusoïdale expérimentale sur une image de synthèse en translation. L'objet utilisé est un ensemble de billes de silice [Annexe E] placées derrière un trou de 1 mm de diamètre. Les paramètres utilisés sont les suivants : $L_{\text{trans}} = 2,5\ \text{cm}$, $r = 20\ \mu\text{m}$, $f = 75\ \text{mm}$ et $T_{\text{int}} = 150\ \mu\text{s}$. (a) Image après refocalisation numérique en l'absence de perturbations et (b) avec une perturbation. Celle-ci est produite par un haut-parleur qui émet un son de fréquence $100\ \text{Hz}$. Ce son crée une modulation spatiale de phase sinusoïdale sur l'image brute d'amplitude $\Phi_0 = 1,2$ radian et de fréquences spatiales $\mu_0 = 10000\ \text{m}^{-1}$ et $\nu_0 = 80000\ \text{m}^{-1}$ respectivement dans les directions X et Y.

Sur cette figure, nous pouvons observer deux répliques correspondant aux ordres de diffraction -1 , 0 et $+1$. Nous pouvons mesurer que l'écart entre ces répliques est conforme à

la théorie. En effet, nous attendons des décalages [Eq. (4-5)] égaux à $\lambda\mu_0 L_{trans}/2 = 130 \mu m$ et $\lambda\nu_0 L_{trans}/2 = 1100 \mu m$ dans les directions X et Y respectivement. L'amplitude de la vibration de phase est imposée à $\Phi_0 = 1,2 \text{ rad}$ (expérimentalement, nous mesurons cette amplitude lorsque les miroirs sont arrêtés). Celle-ci correspond à une efficacité de diffraction en énergie donnée par $|J_1(1,2)|^2 \approx 0,25$.

Nous mesurons également une vibration naturelle (sans haut-parleur; celui-ci n'est placé que pour mettre clairement en évidence les effets des fluctuations de phase sinusoïdale) comprise entre 0 et $0,5 \text{ rad}$. Encore une fois, l'amplitude de vibration est mesurée lorsque les miroirs sont à l'arrêt (mais toujours alimentés). Si l'on se réfère à l'Eq. (4-5), cela devrait correspondre à un transfert entre 0 et 10% de l'énergie, de l'ordre 0 vers les répliques parasites. Dans une problématique d'imagerie à travers des milieux diffusants où il y a peu de signal utile, cela n'est pas trop gênant. En effet, le signal parasite est d'autant plus bas que le signal utile est faible. Il faut tout de même apporter un soin particulier pour éviter une perte totale du signal utile qui peut survenir très rapidement (une amplitude $\Phi_0 \approx \pi$ est suffisante pour dissiper totalement le signal utile vers du signal parasite). C'est aussi pour cette raison (en plus de leur rapidité) que nous utilisons des miroirs galvanométriques plutôt que des translations mécaniques de la cible : trop de vibrations seraient engendrées. Dans le cas où un écho parasite fixe est présent, celui-ci sera également diffracté dans plusieurs ordres et donc ne pourra plus être éliminé par simple filtrage. Or, le problème est que cet écho parasite diffracté, proportionnel à l'écho fixe (de très forte intensité en général), ne diminue pas avec l'atténuation du milieu diffusant et deviendra une source de bruit de fond très limitant. Il est donc très important d'utiliser un dispositif de marquage acoustique.

b) Bruit aléatoire de phase

Le second type de bruits que l'on peut trouver sur la phase, provient des perturbations aléatoires. Celles-ci peuvent avoir plusieurs origines. Nous pouvons citer, par exemple, le bruit de fond mécanique (sol, table, miroirs) et les erreurs sur le positionnement du miroir rapide (permettant d'acquérir les lignes selon la direction X). En effet, ce dernier miroir qui revient en position initiale au début de chaque acquisition de ligne, ne se repositionne pas exactement au même endroit. Dans le cas des mouvements mécaniques de fond, le bruit de phase est indépendant d'un pixel à un autre. Par contre dans le cas des erreurs de positionnement sur le miroir, cela crée un bruit de phase uniquement entre les lignes (selon la

direction Y). Ceci a bien entendu une grande importance en ce qui concerne la forme du bruit comme nous allons le voir. Dans notre cas, nous estimons le bruit de phase causé par le bruit de fond mécanique à un écart type de moins $0,01 \text{ rad}$ (pas d'effets visibles) tandis que le bruit de phase dans la direction Y est mesuré avec un écart type $0,1 \text{ rad}$ (expérimentalement nous balayons la même ligne et estimons l'écart de phase entre celles-ci). C'est donc plutôt cette dernière cause de bruit qui va avoir le plus d'impact. Ce bruit de phase peut être modélisé par une fonction de phase aléatoire $\Phi(x, y)$ (ce serait plutôt $\Phi(y)$ dans le cas du bruit causé par l'erreur de repositionnement du miroir rapide mais nous gardons les deux variables x et y pour ne pas perdre en généralités) se rajoutant au signal brut LOFI. Avec cette perturbation, la PSF brute donnée par l'Eq. (2-16) devient :

$$\begin{aligned} h'_{trans,R}(x, y, L_{trans}) &= h_{trans,R}(x, y, L_{trans}) m_{alea}(x, y) \\ m_{alea}(x, y) &= \exp(j\Phi(x, y)) \end{aligned} \quad (4-6)$$

Etant de nature aléatoire, cette fonction possède une densité de probabilité $P_\phi(\phi)$. Il faut maintenant comprendre quel va être l'effet de ce bruit de phase, après refocalisation numérique. Tout comme dans le cas du bruit de phase sinusoïdal, il est préférable de se placer dans une situation connue plutôt que de faire de fastidieux calculs. Dans ce cas précis, l'équivalent physique du terme $m_{alea}(x, y)$ est une lame dépolie que l'on place devant le front d'onde $h_{trans,R}(x, y, L_{trans})$. Ceci va venir convertir une partie du signal utile en speckle, après propagation sur une distance $L_{trans}/2$ (opération de synthèse d'ouverture). En utilisant les résultats bien connus sur le speckle [5], nous avons comme signal LOFI synthétique, du point de vue énergétique (carré de l'amplitude) :

$$\begin{aligned} \overline{|h'_{trans,SA}(x, y)|^2} &= \overline{|h_{trans,R}(x, y, L_{trans}) * h_{retroprop}\left(x, y, \frac{L_{trans}}{2}\right)|^2} \\ &\approx |h_{trans,SA}(x, y)|^2 * \left(\overline{|m_{alea}|^2} \delta(x, y) + \left(\frac{2}{\lambda L_{trans}}\right)^2 DSP_m\left(\frac{2x}{\lambda L_{trans}}, \frac{2y}{\lambda L_{trans}}\right) \right) \end{aligned} \quad (4-7)$$

Dans cette expression, nous rappelons que $*$ désigne le produit de convolution, $\overline{\quad}$ l'espérance mathématique (moyenne). DSP_m désigne, quant à elle, la densité spectrale de puissance

associée à la fonction $m_{\text{alea}}(x, y) - \overline{m_{\text{alea}}}$ et correspond donc à la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation COV_m de $m_{\text{alea}}(x, y) - \overline{m_{\text{alea}}}$:

$$\begin{aligned} \overline{m_{\text{alea}}} &= \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(j\phi) P_{\Phi}(\phi) d\phi = \tilde{P}_{\Phi}(1) \approx 1 - \frac{\sigma_{\Phi}^2}{2} \\ DSP_m(\mu, \nu) &= TF(COV_m(x, y)) \end{aligned} \quad (4-8)$$

Dans la première équation, \tilde{P}_{Φ} désigne la fonction caractéristique correspondant à la fonction aléatoire $\Phi(x, y)$, et σ_{Φ} son écart type. En analysant l'Eq. (4-7), nous constatons, qu'après l'opération de synthèse, deux termes sont obtenus. Le premier, proportionnel à $|h_{\text{trans},SA}(x, y)|^2$, désigne le signal utile que l'on aurait obtenu en l'absence de bruit de phase. Le coefficient de proportionnalité $|\overline{m_{\text{alea}}}|^2$ lié au taux de prélèvement de ce signal vers le speckle ($|\overline{m_{\text{alea}}}|^2 = 1$ si il y a absence de bruit). Le deuxième terme, proportionnel à $h_{\text{trans},SA} * DSP_m\left(\frac{2x}{\lambda L_{\text{trans}}}, \frac{2y}{\lambda L_{\text{trans}}}\right) \approx DSP_m\left(\frac{2x}{\lambda L_{\text{trans}}}, \frac{2y}{\lambda L_{\text{trans}}}\right)$, désigne le terme de speckle vers lequel une partie $1 - |\overline{m_{\text{alea}}}|^2 = |\tilde{P}_{\Phi}(1)|^2 \approx \sigma_{\Phi}^2$ du signal utile a été convertie. Nous constatons donc bien qu'un bruit de phase aléatoire, comme tous les bruits multiplicatifs, crée du bruit à partir du signal utile existant. La proportion de signal converti vers le speckle, elle, dépend fortement de l'écart type du bruit de phase introduit pendant l'acquisition brute (plus σ_{Φ}^2 est important et plus le speckle est présent par rapport au signal).

En ce qui concerne les caractéristiques spatiales du terme de speckle, nous pouvons constater [Eq. (4-7)], qu'elles sont reliées à la forme de la fonction $DSP_m\left(\frac{2x}{\lambda L_{\text{trans}}}, \frac{2y}{\lambda L_{\text{trans}}}\right)$, elle-même reliée à la fonction COV_m par simple relation de transformée de Fourier [Eq. (4-8)]. Plus précisément, plus petite est la fonction de covariance COV_m (c.-à-d. plus faibles sont les corrélations du bruit de phase d'un pixel à un autre) et plus large est la figure de speckle [Figure 4-13]. Plus quantitativement, si les largeurs de la fonction COV_m dans les directions X et Y sont données par δx et δy , les largeurs des figures de speckle seront de l'ordre de $\lambda L_{\text{trans}} / \delta x$ et $\lambda L_{\text{trans}} / \delta y$ dans les deux directions [Figure 4-13]. Ces dimensions se comprennent bien physiquement car elles correspondent à la taille de la figure diffractée sur

une distance L_{trans} par un objet de taille $\delta x, \delta y$. Dans le cas particulier où le bruit de phase est indépendant d'un pixel à l'autre, les largeurs δx et δy de la fonction COV_m dans les directions X et Y correspondent directement à la taille des pixels et l'on a $\delta x \approx \delta y \approx r$. Dans ce cas, nous retrouvons, un rayon de la zone de speckle $\lambda L_{trans}/r$ de taille similaire au rayon de la PSF brute $RES_{trans,R}(L_{trans})$.

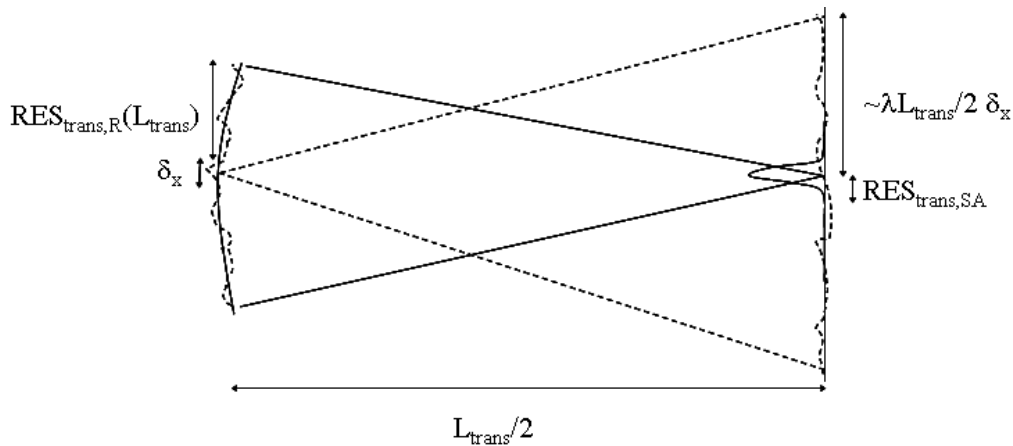


Figure 4-13: Propagation (représentée selon la direction X) d'un front d'onde correspondant à $h'_{trans,R}(x,y,L_{trans})$ sur une distance $L_{trans}/2$ (cas de la PSF brute du montage de synthèse LOFI en translation en présence de bruit de phase aléatoire $m_{alea}(x,y)$). Dans le plan final (dans ce plan se trouve l'image de synthèse), nous trouvons deux contributions. La première en traits pleins correspond au terme cohérent que l'on aurait obtenu sans bruit. Le deuxième terme en pointillés correspond au speckle généré à partir du signal utile par le bruit de phase.

Etant donné la faiblesse de l'écart type du bruit dans notre expérience ($\sigma_\phi = 0,1 \text{ rad}$), il est difficile d'observer directement les effets de ce bruit, expérimentalement. Nous avons donc choisi de simuler un bruit aléatoire plus important afin de pouvoir comparer avec la théorie. La Figure 4-14 présente donc les effets d'un bruit de phase de distribution aléatoire Gaussienne, sur la PSF synthétique (cas d'un bruit indépendant d'un pixel à un autre : $\delta x \approx \delta y \approx r$). Ce bruit a été introduit sur une PSF brute, également simulée, obtenue à partir des paramètres suivants : $r = 20 \mu m$, $f = 75 \text{ mm}$ et $L_{trans} = 4 \text{ cm}$ (cas du montage de synthèse en translation). L'image possède une résolution de 512 par 512 pixels. La Figure 4-14(a) montre l'amplitude de la PSF brute. Les Figure 4-14(b), (c) et (d) montrent, quant à elles, celle des PSF synthétiques avec [Figure 4-14(c) et (d)] ou sans [Figure 4-14(b)] bruit de phase. Entre les Figure 4-14(c) et (d), l'écart type du bruit de phase est augmenté de $\sigma_\phi = 3\pi/5 \text{ rad}$ à $\sigma_\phi = \pi \text{ rad}$. Nous avons choisi de travailler sur la PSF plutôt que sur une

image complète, afin de pouvoir comparer directement nos résultats simulés avec ceux de la théorie [Figure 4-13].

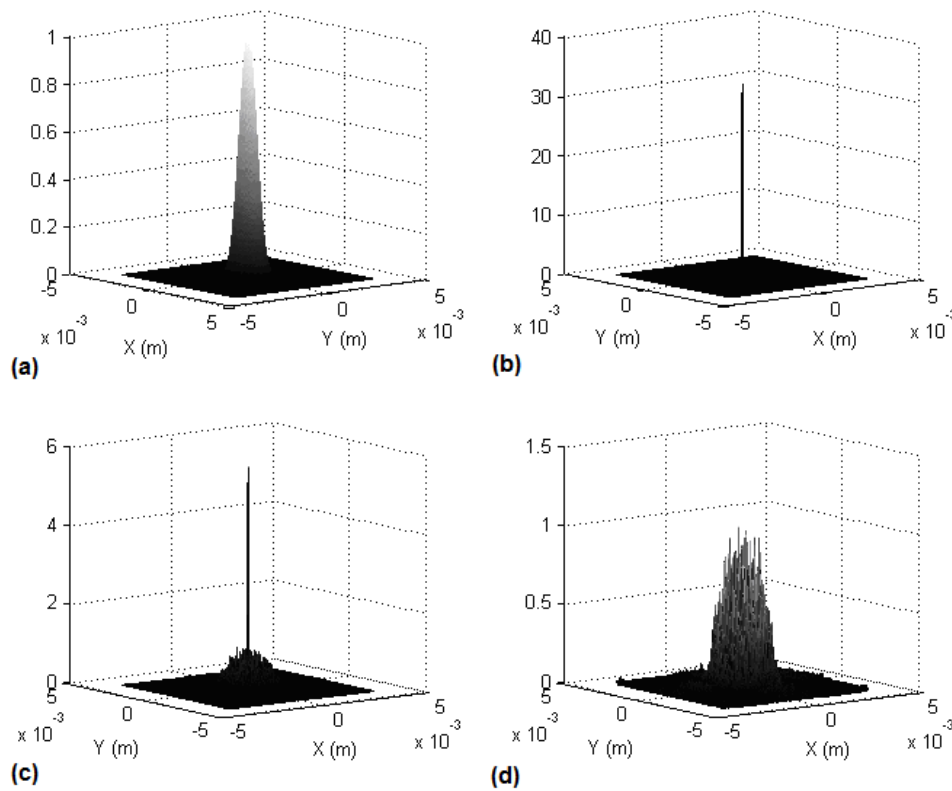


Figure 4-14: Effet de l'ajout d'un bruit de phase de nature Gaussienne sur la PSF synthétique. La PSF brute ainsi que le bruit de phase (choisi indépendamment d'un pixel à un autre) sont tous générés numériquement. (a) Amplitude de la PSF brute simulée correspondant à un montage de synthèse en translation [Figure 2-9] utilisée avec les paramètres suivants : $L_{trans} = 4$ cm, $r = 20$ μ m et $f = 75$ mm. (b)-(d) Amplitude de la PSF synthétique (b) sans bruit de phase, (c) lorsque l'on a appliqué un bruit $\sigma_{\phi} = 3\pi/5$ rad sur la PSF brute et (d) lorsque l'on a appliqué un bruit $\sigma_{\phi} = \pi$ rad sur la PSF brute. Les images ont des résolutions 512 par 512 pixels.

A partir des éléments de la Figure 4-14, nous pouvons constater que les prédictions théoriques des Eqs. (4-7) et (4-8) sont bien vérifiées en ce qui concerne la forme du bruit sur l'image de synthèse. En effet, nous pouvons clairement voir que, lorsque le bruit de phase augmente dans la PSF brute, l'amplitude du signal utile (pic fin central) diminue tandis qu'un signal parasite de grande largeur apparaît (sur l'image de synthèse). L'énergie du signal utile est donc bien convertie en speckle. De plus la largeur de cette figure de speckle correspond à peu près à $RES_{transR}(L_{trans})$ (largeur de la PSF brute), ce qui correspond également à nos prévisions

théoriques dans le cas $\delta x \approx \delta y \approx r$. Nous constatons également, ce qui était prévisible, que le bruit de phase devient totalement destructeur dès lors qu'il dépasse $\sigma_\Phi = \pi \text{ rad}$; la phase initiale dans la PSF brute est alors totalement perdue et le signal est totalement converti en speckle [Figure 4-14(d)].

Plus précisément, l'Eq. (4-8) semble, en effet, indiquer que la proportion de signal utile converti en speckle est donnée par $1 - \overline{m_{alea}}^2 = 1 - |\tilde{P}_\Phi(1)|^2$. Cette proportion de speckle doit donc théoriquement dépendre de la variance du bruit σ_Φ^2 mais aussi de sa statistique. Ainsi :

- Dans le cas du bruit Gaussien, la proportion de signal converti vers le speckle est, en énergie, donnée par :

$$\begin{aligned} 1 - \overline{m_{alea}}_{Gaussien}^2 &= 1 - |\tilde{P}_{\Phi,Gaussien}(1)|^2 \\ &= 1 - \exp(-\sigma_\Phi^2) \underset{\sigma_\Phi \rightarrow 0}{\approx} \sigma_\Phi^2 \end{aligned} \quad (4-9)$$

- Dans le cas d'un bruit uniforme, la proportion de signal converti vers le speckle est, toujours en énergie, donnée par :

$$\begin{aligned} 1 - \overline{m_{alea}(x,y)}_{uniforme}^2 &= 1 - |\tilde{P}_{\Phi,uniforme}(1)|^2 \\ &= 1 - \text{sinc}^2\left(\frac{\sqrt{12}\sigma_\Phi}{2}\right) \underset{\sigma_\Phi \rightarrow 0}{\approx} \sigma_\Phi^2 \end{aligned} \quad (4-10)$$

Nous constatons que, lorsque la variance est faible, il n'y a plus de dépendance au type de statistique utilisée car $|\tilde{P}_\Phi(1)|^2 \underset{\sigma_\Phi \rightarrow 0}{\approx} 1 - \sigma_\Phi^2$. Il est intéressant de vérifier la validité de l'Eq. (4-8). Pour cela, il est possible de mesurer, à partir de la Figure 4-14, la proportion de l'énergie restant dans le signal utile synthétique, en fonction du type de statistique du bruit de phase appliqué, ainsi que de son écart type. Cette énergie correspond à la somme des carrés des pixels dans le pic central de la PSF synthétique. Plus précisément, sur la Figure 4-15(a), nous traitons le cas d'un bruit Gaussien et un ajustement théorique est donc fait avec l'Eq. (4-9). Au contraire, sur la Figure 4-15(b), le bruit utilisé est de nature uniforme et l'ajustement doit se faire par rapport à l'Eq. (4-10).

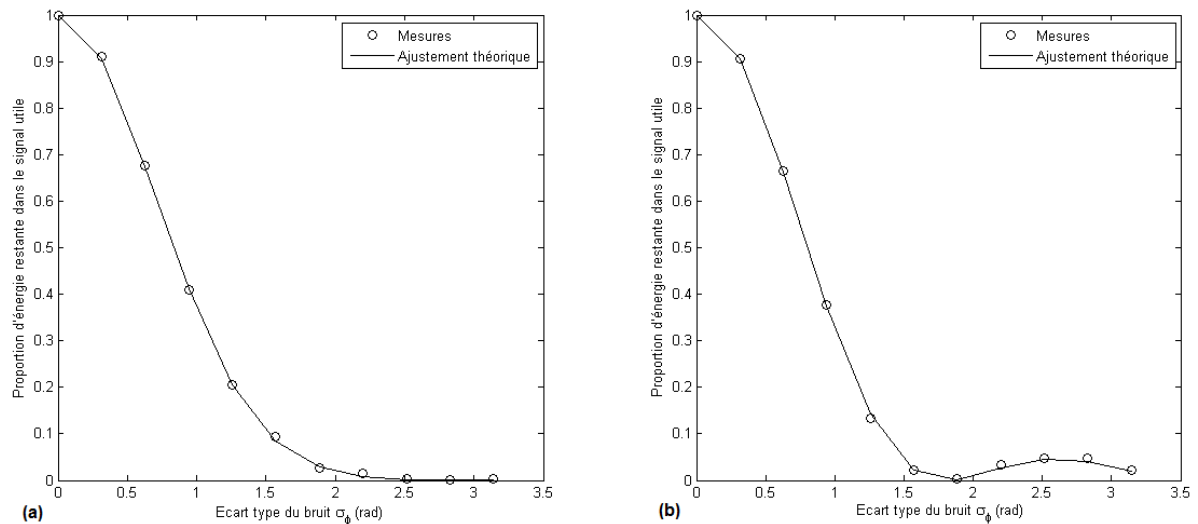


Figure 4-15: Energie restante dans le signal utile (somme des carrés des pixels dans le pic central) en fonction de l'écart type de bruit de phase, ajustement avec la théorie [Eqs. (4-9) et (4-10)]. La mesure est faite à partir des images de la Figure 4-14 (simulation numérique). (a) Cas où le bruit de phase introduit sur la PSF brute est Gaussien et (b) cas où le bruit suit une distribution uniforme. Dans les deux cas, nous faisons varier l'écart type du bruit de phase σ_ϕ , numériquement introduit sur l'image brute, entre 0 à 3,5 rad.

Nous constatons sur cette figure que nos simulations sont conformes à la théorie avec un excellent ajustement des Eqs. (4-9) et (4-10) à nos résultats.

Comme nous l'avons dit dans l'introduction de cette partie, le bruit de phase est, dans notre cas, majoritairement causé par un problème de précision de repositionnement du miroir rapide. Ceci crée un léger écart entre les différentes lignes, se traduisant par un bruit de phase entre elles de $0,1\text{ rad}$ environ. Le bruit ainsi généré sur l'image de synthèse finale, correspond donc, d'après tout ce qui précède, à un speckle qui apparaît le long de la direction lente Y (position perpendiculaire aux lignes). A partir de nos prévisions théoriques (Eq. (4-9) dans le cas du bruit Gaussien), la proportion de signal transféré vers le speckle est de 1% seulement. Malgré sa faible intensité par rapport au signal utile, il est tout de même possible d'apercevoir ce speckle parasite sur les images [Figure 4-6(d)] (« bavure » du signal verticalement). Ces bonnes performances sont essentiellement dues à l'utilisation de miroirs galvanométriques qui offrent une rapidité et une précision de balayage inégalée par rapport à un dispositif où un déplacement mécanique de la cible par rapport au laser serait effectué. Bien que ce bruit soit habituellement faible, il est cependant important de noter qu'un écart type de l'ordre de $\pi\text{ rad}$ suffit cependant à détruire totalement le signal utile. Un grand soin doit donc toujours être apporté au mécanisme de balayage. De même que pour le bruit de

phase sinusoïdal, il est également impératif d'utiliser un dispositif de marquage acoustique. En effet, en cas de présence d'un écho parasite fixe [Figure 4-1(a)], celui-ci sera diffusé sous forme de speckle d'intensité proportionnelle à l'écho initial (donc de forte intensité en général). Ce speckle n'étant plus constant dans l'image, contrairement à l'écho initial, il est impossible à filtrer facilement et constituera souvent une forte limitation en terme de bruit de fond. Le speckle généré à partir du signal utile n'a, lui, pas trop d'importance, dans le cas d'une imagerie à travers des milieux diffusants. En effet, celui-ci correspondra toujours, on l'a vu (bruit multiplicatif), à un pourcentage du signal initial qui est, lui-même, alors très faible.

c) Dérives de phase

Pour finir, le dernier type de perturbation de phase que l'on peut rencontrer, provient des dérives lentes (variations à l'échelle de la minute). Ces fluctuations sont principalement dues aux variations de la température du cristal laser (elles sont importantes au démarrage du laser). Elles peuvent être dues également aux fluctuations de puissance de la diode laser de pompage, ainsi qu'aux variations du chemin optique entre le laser et la cible (changements de pression et de température ambiante, causant une modification de l'indice de réfraction de l'air). En apportant un soin important à l'environnement du montage (par exemple en le plaçant sous une atmosphère contrôlée), il est bien sûr possible de fortement réduire ces dérives. Ceci apporte cependant un surcoût financier important au montage, et une plus grande complexité de mise en œuvre. De plus, il y aura toujours des fluctuations de phase du signal LOFI dues aux variations de température du laser, lorsque celui-ci n'est pas complètement à l'équilibre thermique. Dans le cas de notre montage, les dérives de phase sont de l'ordre de π rad/min après stabilisation du laser. Comme pour les deux autres types de bruit de phase, les dérives constituent un bruit multiplicatif entraînant un prélèvement de signal utile vers du signal parasite. Il reste cependant à savoir combien de signal utile est prélevé et sous quelle forme se présente le signal parasite qui en est issu. Les dérives de phase étant, par définition, lentes, elles vont se traduire essentiellement par un bruit entre les lignes seulement (selon la direction Y lente). En considérant ces dérives, la PSF brute, toujours dans le cas d'un montage de synthèse en translation, devient $h'_{trans,R}(x, y, L_{trans})$:

$$\begin{aligned} h'_{trans,R}(x, y, L_{trans}) &= h_{trans,R}(x, y, L_{trans}) m_{dérives}(y) \\ m_{dérives}(y) &= \exp(j\Phi(y)) \end{aligned} \quad (4-11)$$

Dans cette expression, $m_{dérives}(y)$ désigne le terme correspondant aux dérivées de phase $\Phi(y)$. Encore une fois, il est préférable de raisonner sur des analogies connues plutôt que de se risquer à des calculs fastidieux. Dans ce cas précis, nous pouvons remarquer que la PSF brute [Eq. (4-11)] correspond à un front d'onde défocalisé sur une distance $L_{trans}/2$, sur lequel nous exerçons de petites déformations dans la direction Y. Celles-ci, régies par le terme $m_{dérives}(y)$, vont donc provoquer des aberrations dans l'image finale synthétique selon la direction Y. Le rapport entre l'énergie restant dans le signal utile (pic central) avec et sans aberrations est donnée par le rapport de Strehl. Le reste de l'énergie est transféré dans les pixels adjacents, ce qui dégrade la résolution dans la direction Y. Plus quantitativement, ce rapport de Strehl (rapport entre les énergies au centre de la PSF de synthèse avec ou sans dérive) est donné par :

$$\left(\frac{\int_{x,y} h'_{trans,R}(x,y,L_{trans}) dx dy}{\int_{x,y} h_{trans,R}(x,y,L_{trans}) dx dy} \right)^2 = \left(\frac{\int_{x,y} h_{trans,R}(x,y,L_{trans}) \exp(j\Phi(y)) dx dy}{\int_{x,y} h_{trans,R}(x,y,L_{trans}) dx dy} \right)^2 \underset{\sigma_{\Phi} \rightarrow 0}{\approx} 1 - \sigma_{\Phi}^2 \quad (4-12)$$

Dans cette expression, σ_{Φ}^2 désigne la « variance » de l'écart normal (responsable des aberrations). Finalement, l'Eq. (4-12) est tout à fait comparable aux Eqs. (4-5) et (4-8) régissant le transfert de l'énergie du signal utile vers le parasite. Dans tous les cas, il est lié à la variance σ_{Φ}^2 du bruit de phase (correspondant à la variation de phase sur une dimension de l'ordre du rayon de la PSF brute $RES_{trans,R}$). Grâce à ces résultats théoriques, nous pouvons voir qu'une simple dérive de phase de π peut dégrader fortement le signal utile dans l'image de synthèse. Nous avons, dans notre montage, une dérive de l'ordre de π rad/min. De plus, pour des acquisitions standard de 512 par 512 pixels, avec un temps d'intégration par pixel $T_{int} = 150 \mu s$, le temps d'acquisition des lignes est de l'ordre de $512 T_{int} \approx 75 ms$, ce qui ne laisse pas le temps à des dérives d'apparaître dans la direction X. Par contre, l'acquisition totale se déroule avec une durée de l'ordre de la minute (40 secondes environ). Pendant ce temps, nous prenons le risque d'avoir des dérives de phases proches de $\sigma_{\Phi} = \pi$ rad ; celles-ci seraient suffisantes pour dégrader très fortement la résolution de l'image de synthèse finale, dans la direction Y [Eq. (4-12)]. Il est donc capital d'être capable d'éliminer ces dérives de phases.

Sachant que dans la direction rapide, les dérives de phases sont négligeables, nous proposons comme solution, de réaliser non plus, une, mais deux acquisitions, dans lesquelles les voies

rapides et lentes sont inversées. Ainsi en combinant la deuxième image avec la première, il est possible de connaître et donc d'éliminer les dérives de phase, dans la direction Y, présentes dans l'image brute. En appliquant la synthèse d'ouverture sur l'image brute corrigée, il devient alors théoriquement possible d'obtenir une image sans aberrations.

Afin d'exposer, plus concrètement, notre façon de procéder pour valider expérimentalement nos considérations théoriques, nous considérons le cas d'un montage de synthèse en translation avec les paramètres suivants : $r = 13 \mu m$, $f = 25 mm$ et $L_{trans} = 2 cm$. Toutes nos images sont acquises avec une taille de 512 par 512 pixels et un temps d'intégration $T_{int} = 150 \mu s$. L'objet utilisé comme cible est, comme toujours dans cette thèse, constitué de billes de silice [Annexe E] assimilables à des objets ponctuels, placées derrière un cache opaque de 1 mm de diamètre. Nous choisissons d'accentuer les dérives de phase pendant l'acquisition brute, en faisant varier volontairement la puissance sur la diode de pompe (et donc la température au niveau du cristal YAG). Le but de cette opération est d'obtenir des variations importantes de phase sur une zone de l'image de la taille de la PSF brute $RES_{trans,R}$, condition nécessaire pour constater des effets de perte de résolution, sur l'image de synthèse. Sur les Figure 4-16(a) et (b), nous pouvons observer l'amplitude et la phase de l'acquisition brute, tandis que sur la Figure 4-16(e), c'est l'amplitude de l'image synthétique qui est affichée (calculée avec l'image brute dont la direction lente est selon Y). Sur cette figure, nous pouvons clairement observer une résolution dégradée (*c.-à-d.* un floutage) selon la direction Y, causée par les dérives de phase que l'on a imposées. Cette image démontre l'effet de ces dérives lentes sur l'image de synthèse. L'effet de flou (*c.-à-d.* la perte de résolution) est ici bien analogue à celui causé par des aberrations, supposées théoriquement. Les autres figures montrent comment nous pouvons corriger ces dérives. Tout d'abord la différence de phase entre les deux images brutes (obtenue en inversant les directions lente et rapide de l'acquisition), est calculée et affichée sur la Figure 4-16(c). Nous pouvons clairement observer un défilement de la phase dans les deux directions, lié aux dérives de phases (chacune des deux images brutes possède une dérive de phase dans sa direction lente). A partir de cette figure, il est possible de remonter directement aux dérives (par simple coupe, dans la direction où l'on veut trouver les dérives). La variation de phase observée dans la direction X (respectivement Y) de la Figure 4-16(c) est causée par la dérive de phase lente selon X (respectivement Y) de la deuxième acquisition (respectivement première acquisition). S'il n'y avait pas de dérive de phase (pour les deux acquisitions), il n'y aurait aucune variation de phase visible sur la Figure 4-16(c) ni selon X ni selon Y. Dans notre cas, nous

avons voulu corriger les dérives de la première image (celles-ci ont lieu selon la direction Y); nous faisons donc une coupe de la Figure 4-16(c) selon Y. La Figure 4-16(d) représente la courbe moyenne des coupes verticales de la Figure 4-16(c) et représente donc directement la dérive de phase moyenne que l'on doit compenser sur l'acquisition brute. Finalement après synthèse d'ouverture sur l'image brute corrigée de la dérive de phase moyenne, nous obtenons la Figure 4-16(d) où la résolution selon Y s'est considérablement améliorée (*c.-à-d.* que l'image des billes est plus nette). Notre technique de correction des dérives de phase fonctionne tout à fait bien (quand il y a suffisamment de signal tout du moins). Bien évidemment, tout ce processus aurait pu être fait à partir de la deuxième image où les dérives sont situées selon la direction X, et l'amélioration de la résolution se serait produite selon X. Cette méthode ne fonctionne cependant, que s'il n'y a aucune dérive de phase dans la direction rapide, ce qui ne sera plus le cas si nous utilisons un temps d'intégration suffisamment important.

Pour finir, il est intéressant, comme pour les deux autres bruits de phase, de savoir ce qui va se produire si l'on associe un écho parasite fixe [Figure 4-1(a)] aux dérives de phase. En fait, cet écho parasite va voir sa phase évoluer selon $\Phi(y)$. Etant donné que cette perturbation évolue lentement dans l'image, il va être possible (contrairement aux autres bruits de phase) de la filtrer avec un filtre passe-bas spatial (il ne suffit pas juste de filtrer le signal fixe). Cet écho parasite fixe présent pendant l'acquisition ne pose donc pas vraiment de problème lorsqu'il est associé aux dérives. Bien sûr, il est toujours utile de faire du marquage acoustique à cause des échos parasites diffus [Figure 4-1(b)].

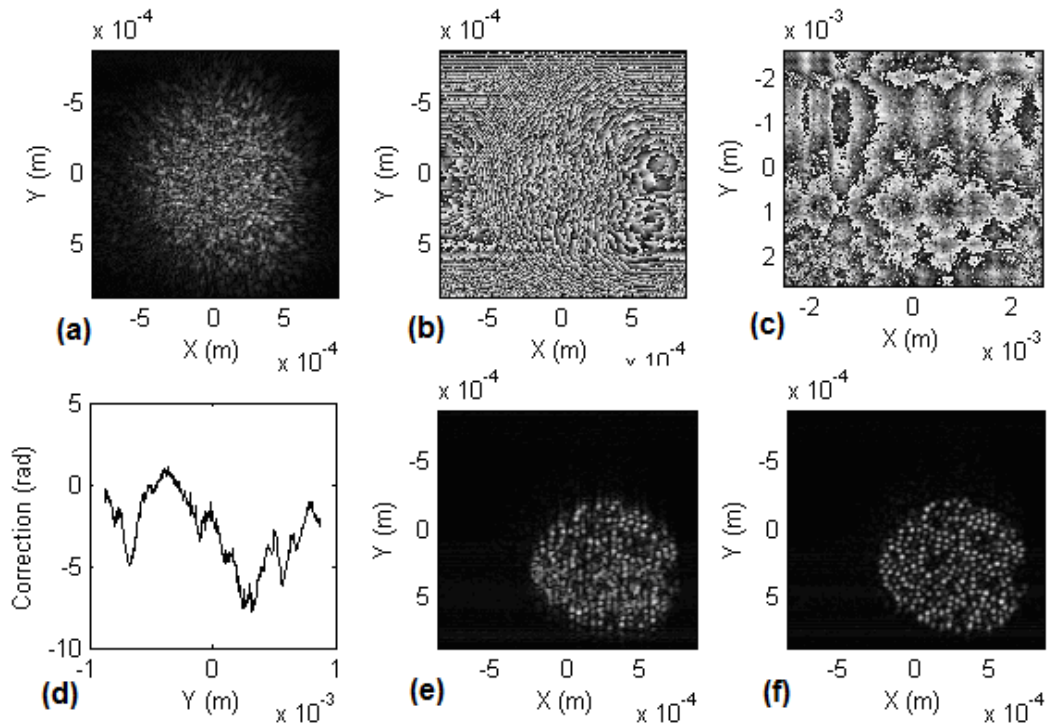


Figure 4-16: (a), (b) et (e) : Effet des dérives de phase ayant lieu lors de l'acquisition brute. Le montage utilisé est un montage de synthèse en translation avec les paramètres suivants : $r = 13 \mu\text{m}$, $f = 25 \text{ mm}$, $L_{\text{trans}} = 2 \text{ cm}$. Les images possèdent une taille 512 par 512 pixels. (c), (d) et (f) : L'effet de notre correction de la dérive de phase (selon la direction Y) est aussi montrée. La cible utilisée est constituée d'un cache opaque circulaire de diamètre 1 mm derrière lequel se trouvent des billes de silice de $50 \mu\text{m}$ de diamètre [Annexe E]. (a) Amplitude et (b) phase d'une des deux images brutes (le blanc correspond à $-\pi$ radians et le noir à $+\pi$ radians). (c) Différence de phase entre les deux images (chacune ayant une direction rapide différente) : le défilement des franges correspond aux dérives. (d) Moyenne des dérives de phase dans la direction Y calculée à partir de (c) (moyenne des coupes dans la direction Y). Les deux dernières figures représentent l'image de synthèse (e) avant et (f) après correction de la dérive de phase (la correction se fait grâce à (d)).

4) Bruit de photons

Dans cette partie, nous nous intéressons au cas où toutes les perturbations précédentes (bruit de phase et échos parasites) sont négligeables ou ont été éliminées. Dans ce cas, nous avons vu, dans le chapitre 1, que nous sommes limités par le bruit de photons. Ce bruit de photons est, comme l'étaient les échos parasites, un bruit additif qui vient se superposer au signal utile fixant les limitations de notre système (bruit de fond). Plus précisément, nous avons vu, que ce bruit de photons constitue une limite ultime, puisque l'on obtient, dans chaque pixel, un rapport signal sur bruit de 1, lorsque l'on reçoit un seul photon pendant le temps d'intégration

T_{int} [Eq. (1-42)]. Dans cette partie, considérant que nous sommes limités par ce bruit, nous allons voir comment est-ce que l'on peut améliorer le rapport signal sur bruit et ainsi accéder à des profondeurs plus importantes à travers un milieu diffusant. Plus précisément nous allons évoquer deux techniques qui nécessitent toutes deux une augmentation du temps d'acquisition. La première, la plus simple, consiste tout simplement à augmenter le temps d'intégration par pixel T_{int} . La deuxième technique consiste, elle, à suréchantillonner l'image brute (augmenter le nombre de pixels N_{pixels}) afin d'isoler le signal dans l'espace de Fourier, puis à utiliser un filtre passe-bas ne préservant que les fréquences associées au signal utile. Il convient de définir ici les termes que nous allons utiliser : le temps total d'acquisition est noté $T_{\text{trans,acq}}$ et le nombre de pixels dans une image N_{pixels} . Si l'on peut négliger les éventuels temps morts de notre système d'acquisition (comme par exemple le temps de retour des miroirs au début de l'acquisition de chaque ligne), ces différents paramètres sont liés par la relation évidente :

$$T_{\text{trans,acq}} = N_{\text{pixels}} T_{\text{int}} \quad (4-13)$$

Nous présentons maintenant les deux méthodes de réduction du rapport signal sur bruit évoquées plus haut et nous les comparons entre elles.

a) Augmentation du temps d'intégration par pixel

Cette technique est très simple à comprendre et ayant été traitée dans le chapitre 1, il n'est pas nécessaire de trop s'étendre sur le sujet. D'après l'Eq. (1-41), nous pouvons constater que le rapport signal sur bruit, en énergie, pour une réflectivité donnée r_{eff}^2 , augmente proportionnellement avec T_{int} . Il est donc possible d'obtenir une meilleure sensibilité si nous augmentons ce temps d'intégration. Plus précisément, le niveau de signal moyen ne dépend pas du temps d'intégration mais c'est le niveau de bruit qui décroît de façon inversement proportionnelle à T_{int} [Eq. (1-40)]. Comme pour cette technique, le nombre de pixels N_{pixels} reste constant (seul le temps d'intégration varie), nous en déduisons, d'après l'Eq. (4-13) que :

$$RSB_{LOFI}^2 \propto T_{\text{int}} \propto T_{\text{trans,acq}} \quad (4-14)$$

Le rapport signal sur bruit en énergie est proportionnel à $T_{trans,acq}$, le temps d'acquisition total de l'image brute.

b) Suréchantillonnage de l'image brute et filtrage

Le bruit additif de photons, totalement aléatoire d'un pixel à un autre, va se répandre de façon uniforme dans tout l'espace de Fourier. Au contraire, le signal est, lui, confiné dans une zone du spectre de taille $\Delta\mu_{trans}$ dans la direction X, et $\Delta\nu_{trans}$ dans la direction Y [Eq. (2-18)]. En utilisant donc, pour faire de la synthèse, un filtre passe-bas qui rejette les hautes fréquences où il n'y a que du bruit, il est possible, théoriquement, d'améliorer le rapport signal sur bruit. Bien entendu, ce filtre, pour pouvoir faire de la synthèse d'ouverture, doit toujours comporter une composante qui permette de remettre en phase les différentes ondes planes. Ces filtres qui ont été utilisés par l'équipe, à la fois dans le cas de la synthèse en rotation [37] et dans celle en translation [Annexe I], sont dits adaptés [7]. Ceux-ci sont bien connus dans le domaine RADAR et plus généralement dans celui du traitement du signal. Ce type de filtre permet de maximiser le rapport sur bruit, en ce qui concerne la détection d'une cible, que ce soit spatialement (imagerie) ou temporellement (télémétrie). Dans la suite, pour simplifier, nous évoquons uniquement le cas de la synthèse en translation, l'analogie étant, bien sûr, vraie pour la synthèse en rotation. Il est bien connu [7] que le meilleur filtre (maximisant le rapport signal sur bruit) correspond, dans l'espace de Fourier au conjugué de la PSF brute avant synthèse. Dans l'espace de Fourier nous avons donc comme filtre $\tilde{H}_{filtreadap}(\mu, \nu, L_{trans})$:

$$\begin{aligned} \tilde{H}_{filtreadap}(\mu, \nu, L_{trans}) &= \tilde{H}_{trans,R}^*(\mu, \nu, L_{trans}) \\ &\propto \exp\left(-\frac{\mu^2}{\Delta\mu_{trans}^2} - \frac{\nu^2}{\Delta\nu_{trans}^2}\right) \exp\left(j\frac{\pi L_{trans}\lambda(\mu^2 + \nu^2)}{2}\right) \end{aligned} \quad (4-15)$$

Dans cette expression, le premier facteur correspond donc à la partie filtrage passe-bas, permettant de garder le signal utile, tout en rejetant les bruits répartis dans tout l'espace de Fourier (nous gardons bien le domaine spectral $-\Delta\mu_{trans} < \mu < \Delta\mu_{trans}$ et $-\Delta\nu_{trans} < \nu < \Delta\nu_{trans}$ correspondant au signal). Le deuxième facteur n'est, lui, pas nouveau puisqu'il correspond au facteur de remise en phase des ondes planes *c.-à-d.* à la refocalisation numérique. Finalement, si l'on utilise ce filtrage adapté pour faire de la synthèse, la PSF synthétique en translation est donnée par, dans le domaine de Fourier :

$$\tilde{H}_{trans,SA}(\mu, \nu) = \tilde{H}_{trans,R}(\mu, \nu, L_{trans}) \tilde{H}_{filtreadapt}(\mu, \nu, L_{trans}) = \exp\left(-\frac{2\mu^2}{\Delta\mu_{trans}^2} - \frac{2\nu^2}{\Delta\nu_{trans}^2}\right) \quad (4-16)$$

De même, en procédant à la transformée de Fourier inverse de l'Eq. (4-16), nous accédons à la PSF finale dans le domaine spatial direct :

$$|h_{trans,SA}(x, y)| = \left|TF^{-1}\left(\tilde{H}_{trans,R}(\mu, \nu, L_{trans}) \tilde{H}_{filtreadapt}(\mu, \nu, L_{trans})\right)\right| \propto \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{r^2}\right) \quad (4-17)$$

Si nous comparons cette nouvelle PSF avec l'ancienne [Eq. (2-20)] où l'on n'utilisait comme filtre qu'une simple fonction de rétro-propagation (fonction de phase seulement), nous constatons que le filtrage adapté s'accompagne d'une baisse de la résolution finale d'un facteur $\sqrt{2}$. Ceci peut être expliqué par le fait que, même s'il laisse globalement passer toutes les fréquences spatiales associées au signal, le filtrage adapté va atténuer légèrement les hautes fréquences spatiales qui sont associées aux rayons, en bord d'ouverture de l'objectif de microscope. De même l'énergie du signal, associée à ces hautes fréquences spatiales va être diminuée : il y a une petite perte de signal qui est, bien entendu, plus faible que la perte de bruit (nous optimisons le rapport signal sur bruit).

En ce qui concerne l'amélioration du rapport signal sur bruit, il va être d'autant meilleur que, dans l'espace de Fourier, la surface S_{signal} correspondant au signal, est faible par rapport à la surface totale S_{bruit} (qui est aussi la surface occupée par le bruit). Le rapport signal sur bruit en énergie après filtrage adapté $RSB_{LOFI,adapt}^2$ est, en effet, donné par :

$$RSB_{LOFI,adapt}^2 = \frac{S_{bruit}}{S_{signal}} RSB_{LOFI}^2 \quad (4-18)$$

Dans cette expression, nous rappelons que RSB_{LOFI}^2 désigne le rapport signal sur bruit, sans filtrage adapté (cas d'une simple rétro-propagation dans l'espace libre). Plus quantitativement, nous avons une surface de signal ellipsoïdale qui est donnée par :

$$S_{signal} = \pi \Delta\mu_{trans} \Delta\nu_{trans} \quad (4-19)$$

Cette surface ne dépend pas de l'échantillonnage spatial de l'image $\delta x, \delta y$. Par contre, la surface totale de l'espace de Fourier S_{bruit} rectangulaire est directement liée à $\delta x, \delta y$ par la relation :

$$S_{bruit} = \frac{1}{\delta x \delta y} \quad (4-20)$$

Dans cette expression, nous rappelons que δx et δy désignent l'écart spatial entre deux pixels dans l'image (brute ou de synthèse). Finalement, en combinant les Eqs. (4-18), (4-19) et (4-20), nous pouvons réécrire le rapport signal sur bruit, en énergie, après filtrage adapté :

$$RSB_{LOFI,adapt}^2 = \frac{S_{bruit}}{S_{signal}} RSB_{LOFI}^2 = \frac{1}{\delta x \delta y \pi \Delta \mu_{trans} \Delta \nu_{trans}} RSB_{LOFI}^2 \propto \frac{1}{\delta x \delta y} RSB_{LOFI}^2 \quad (4-21)$$

Nous constatons donc, finalement, qu'en faisant du suréchantillonnage, associé à du filtrage adapté, il est possible d'améliorer le rapport signal sur bruit. Par suréchantillonnage, nous entendons augmenter le nombre de pixels N_{pixels} , dans l'image à champ d'image constant, ce qui revient à diminuer le pas spatial (δx et δy) entre deux pixels adjacents. Dans tous les cas, même sans suréchantillonnage, le filtrage adapté est meilleur que la simple rétro-propagation. En effet, après filtrage, dans l'espace de Fourier, le bruit, situé dans les coins en dehors de la zone ellipsoïdale où se trouve le signal, est éliminé. Quantitativement, sans suréchantillonnage, nous avons $\Delta \mu_{trans} = 2 / \delta x$ et $\Delta \nu_{trans} = 2 / \delta y$, ce qui implique $RSB_{LOFI,adapt}^2 / RSB_{LOFI}^2 = S_{bruit} / S_{signal} = 4 / \pi \approx 1,25$; c'est l'amélioration du rapport signal sur bruit minimum que l'on peut obtenir en utilisant le filtrage adapté.

Il est intéressant de visualiser, sur une simulation numérique, l'effet du suréchantillonnage, sur la répartition spectrale du signal. Ainsi la Figure 4-17 montre l'amplitude de la PSF brute dans l'espace de Fourier $\tilde{H}_{trans,R}(\mu, \nu, L_{trans})$ (cas de synthèse en translation); les paramètres de ce signal simulé sont donnés par $r = 20 \mu m$, $f = 75 mm$ et $L_{trans} = 2,5 cm$. Entre la Figure 4-17(a) et la Figure 4-17(b), le nombre de pixels N_{pixels} est multiplié par 64 ($N_{pixels} = 128 \times 128 = 16384$ pour la Figure 4-17(a) et $N_{pixels} = 1064 \times 1064 = 1132096$ pour la Figure 4-17(b)). Le champ de l'image, est lui, maintenu constant à $2 \times 2 mm$, de sorte que le pas entre pixels δx et δy est divisé par 8.

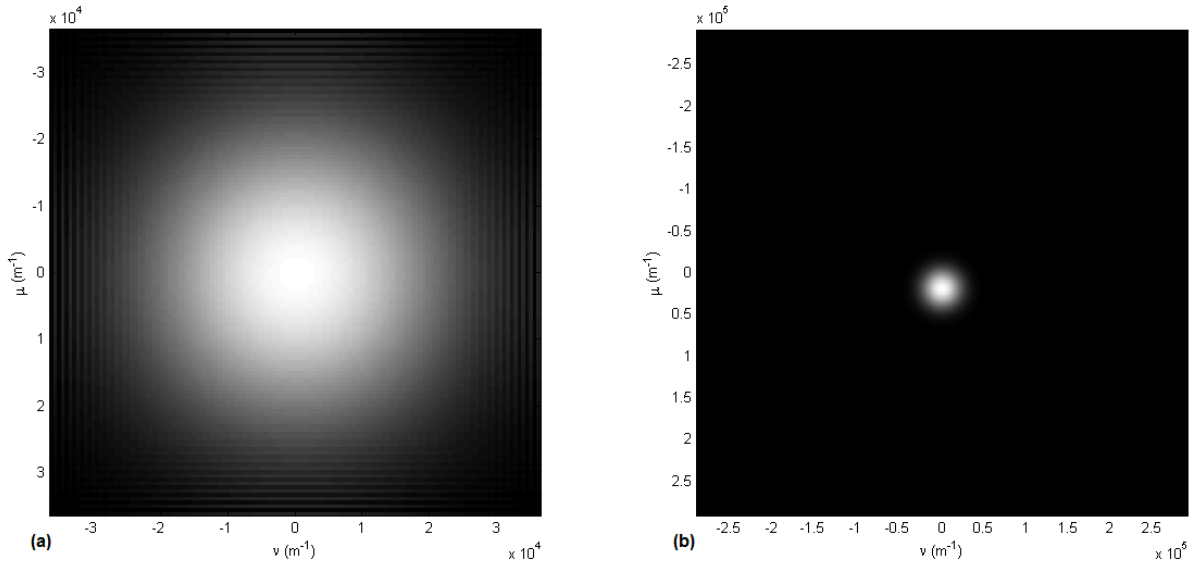


Figure 4-17: Illustration de l'effet de l'échantillonnage spatial sur le contenu spectral du signal. Les images correspondent à l'amplitude de la PSF brute simulée dans l'espace de Fourier correspondant à un montage de synthèse d'ouverture en translation avec les paramètres suivants : $r = 20 \mu\text{m}$, $f = 75 \text{ mm}$ et $L = 2,5 \text{ cm}$. Dans les deux images, les dimensions sont identiques (2 mm par 2 mm) par contre le pas d'échantillonnage δx et δy est divisé par 8 entre (a) et (b). Nous avons donc $N_{\text{pixels}} = 128 \times 128$ dans le cas (a) et $N_{\text{pixels}} = 1024 \times 1024$ dans le cas (b).

Finalement, nous constatons bien, sur la Figure 4-17, que, plus important est l'échantillonnage spatial, plus isolé est le signal dans l'espace de Fourier et mieux le bruit pourra être filtré par le filtrage adapté (Eqs. (4-20) et (4-21) vérifiées). Si l'on suppose un temps d'intégration par pixel T_{int} constant, l'Eq. (4-21) peut se réécrire en :

$$RSB_{LOFI,adapt}^2 \propto \frac{1}{\delta x \delta y} RSB_{LOFI}^2 \propto \frac{1}{\delta x \delta y} \propto N_{\text{pixels}} \propto T_{\text{trans,acq}} \quad (4-22)$$

En observant les Eqs. (4-14) et (4-22), nous constatons donc que, quelle que soit la technique utilisée pour améliorer le rapport signal sur bruit en énergie (augmentation du temps d'intégration par pixel ou suréchantillonnage associé au filtrage adapté), celui-ci s'améliore proportionnellement au temps d'acquisition total de l'image brute $T_{\text{trans,acq}}$. Ce résultat n'est pas très surprenant car très courant en ce qui concerne tous les bruits additifs blancs. Dans le cadre de cette méthode (filtrage adapté), il y a cependant une dégradation, nous l'avons dit, de la résolution, d'un facteur $\sqrt{2}$.

c) Validations expérimentales

Il est nécessaire de vérifier expérimentalement nos prédictions théoriques des deux parties précédentes. Plus particulièrement, sur la Figure 4-18, nous montrons l'effet de l'utilisation du filtrage adapté pour faire de la synthèse, ainsi que celui du suréchantillonnage.

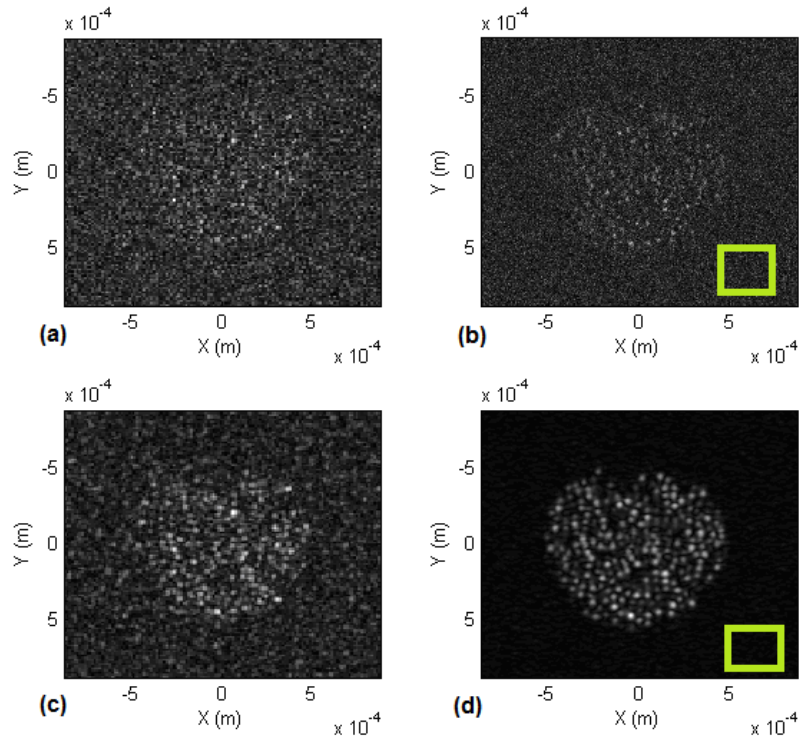


Figure 4-18: Démonstration de l'effet du suréchantillonnage associé au filtrage adapté. Les images correspondent à l'amplitude des images synthétiques. L'expérience a été obtenue avec un montage de synthèse d'ouverture LOFI en translation avec les paramètres suivants : $r = 20 \mu\text{m}$, $f = 75 \text{ mm}$ et $L_{\text{trans}} = 2,5 \text{ cm}$. Un dispositif de marquage acoustique est utilisé pour nous assurer une limitation au bruit de photons (bruit additif). L'objet utilisé est constitué de billes de silices [Annexe E] derrière un cache de 1 mm de diamètre. Les images (a) et (b) sont obtenues avec une opération de synthèse réalisée par un filtrage de phase seulement. Les images (c) et (d) sont obtenues avec une opération de synthèse réalisée par un filtrage adapté [Eqs. (4-15) et (4-17)]. Les images (a) et (c) sont obtenues dans le cas d'un échantillonnage de 128 par 128 pixels. Les images (b) et (d) sont obtenues dans le cas d'un échantillonnage de 1024 par 1024 pixels. La mesure du niveau de bruit se fait dans la zone rectangulaire verte où il n'y a pas de signal.

Sur les Figure 4-18(a) et (b), nous affichons des images filtrées par un filtre de phase uniquement [Eq. (2-20)], que nous pouvons comparer aux images issues d'un filtrage adapté [Eqs. (4-15) et (4-17)]. Nous constatons clairement l'amélioration du rapport signal sur bruit

avec le filtrage adapté, ce qui semble aller dans le sens de l'Eq. (4-18). De plus, les Figure 4-18(a) et (c) sont acquises avec une faible résolution (128 par 128 pixels) contrairement aux images sur les Figure 4-18(b) et (d) acquises avec du suréchantillonnage (1024 par 1024 pixels). En comparant les Figure 4-18(c) et (d), nous pouvons clairement observer l'amélioration de la qualité de l'image, dans le cas du suréchantillonnage, ce qui va confirmer l'Eq. (4-22).

Pour finir, et être complet, il convient de vérifier, plus quantitativement, la validité des Eqs. (4-14) et (4-22). Pour cela, nous mesurons l'énergie (somme des carrés des pixels) au niveau du signal utile (billes) et d'une zone de bruit de fond, sur des images du type de celles de la Figure 4-18 (zone rectangulaire de la Figure 4-18). Plus précisément, sur la Figure 4-19(a), nous observons l'évolution de cette énergie en fonction du temps d'intégration T_{int} par pixel. Nous constatons que le signal utile reste constant, tandis que le bruit de fond décroît bien avec T_{int} , conformément à l'Eq. (4-14). Inversement, sur la Figure 4-19(b), c'est la dépendance de l'énergie avec l'échantillonnage spatial qui est mesuré (dans le cas où l'on utilise le filtrage adapté en parallèle bien entendu). Encore une fois, nous observons que le signal utile reste constant, tandis que le bruit de fond décroît bien avec T_{int} , conformément à l'Eq. (4-22).

En comparant les Figure 4-19(a) et (b), nous pouvons constater cependant, une chute de signal d'un facteur 2 environ. Celle-ci est principalement due à un filtrage partiel du signal utile par le filtre adapté. Nous avons, en effet, expliqué que le signal correspondant aux rayons lumineux en bord d'ouverture était, en partie, éliminé ce qui était responsable d'une perte de résolution, d'un facteur $\sqrt{2}$ [Eq. (4-17)]. Cette perte de résolution se traduit également naturellement, par une perte de signal (heureusement plus faible que la perte du bruit). De même, en comparant les courbes de l'énergie du bruit de fond sur les Figure 4-19(a) et (b), nous pouvons voir que le bruit de fond dans le cas du filtrage adapté [Figure 4-19(b)] est inférieur d'un facteur 2 à celui de la Figure 4-19(a) à temps d'acquisition total $T_{\text{trans, acq}}$ donné.

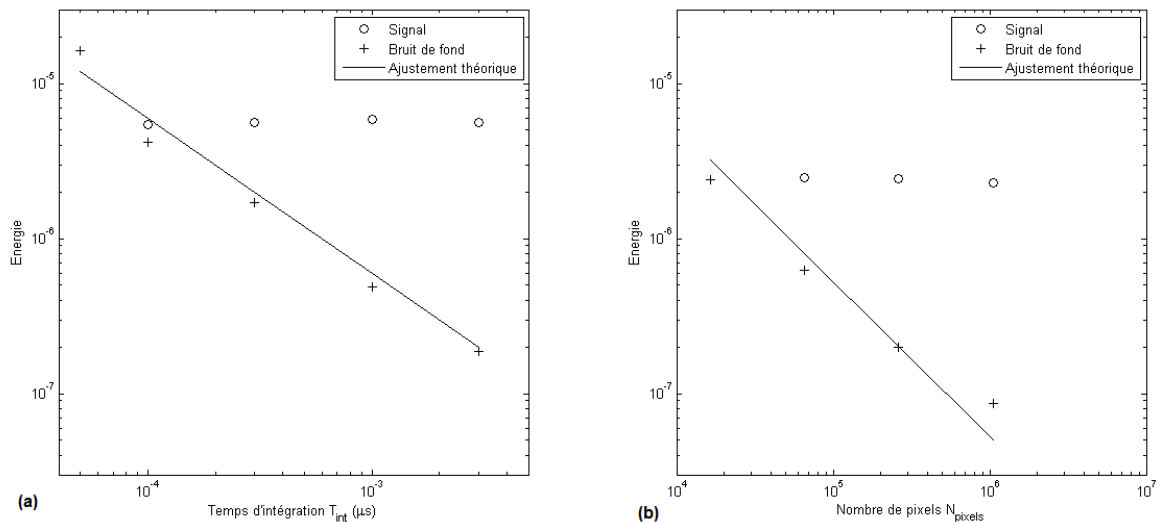


Figure 4-19: Dépendance de l'énergie dans le signal et le bruit de fond de l'image (somme des carrés des pixels, en unité arbitraire) avec le temps d'acquisition des images. Le montage et l'objet utilisé sont les mêmes que dans la Figure 4-18. L'énergie du signal est mesurée au niveau des billes et celle du bruit au niveau du rectangle vert où il n'y a aucune bille. (a) Cas d'une amélioration du signal sur bruit par une augmentation du temps d'intégration T_{int} (à nombre de pixels N_{pixels} constant : 128 par 128 pixels). (b) Cas d'une amélioration du signal sur bruit par une augmentation du nombre de points N_{pixels} dans l'image (à temps d'intégration $T_{int} = 50 \mu s$ constant) associée à un filtrage adapté. Le bruit est mesuré dans une zone où il n'y a pas de billes.

Ce gain est plus important que la chute du signal (nous avons vu que ce n'était qu'un facteur 2), ce qui montre encore une fois l'intérêt du filtrage adapté. Pour améliorer le rapport signal sur bruit, il est cependant utile de se rappeler que l'utilisation du filtrage adapté entraîne une chute de résolution d'un facteur $\sqrt{2}$ par rapport à la simple augmentation du temps d'intégration.

5) Conclusion du chapitre

a) Bilan

Dans ce chapitre, nous avons étudié les différents types de perturbations qui peuvent intervenir lors de l'enregistrement d'une image brute de synthèse. En particulier, leurs effets sur l'image de synthèse finale, ainsi que les moyens de les réduire ont été abordés. Dans une première partie, nous avons évoqué les réflexions parasites sur les optiques, les salissures sur la face d'entrée de la cuve et les particules diffusantes [Figure 4-1] entrant dans le signal de façon additive (ce sont les perturbations les plus gênantes car elles ne diminuent pas quand le

niveau de signal diminue). Nous avons vu que ces échos parasites peuvent être divisés en deux catégories : ceux qui sont fixes (issus de rétro-diffusions survenant avant les miroirs galvanométriques) et qui peuvent être filtrés après acquisition, et ceux qui se confondent avec l'image au niveau spectral (car issus de rétro-diffusions survenant après les miroirs galvanométriques) et qui sont donc impossibles à filtrer, après acquisition de l'image brute. Nous avons vu que ces perturbations limitent fortement nos performances en terme de sensibilité, en rehaussant le bruit de fond au-delà du bruit de photons. Une méthode basée sur la détection de photons marqués acoustiquement au niveau de la cible, a cependant été décrite [Figure 4-4] et il a été démontré expérimentalement que l'on peut complètement éliminer ces échos parasites au prix d'une perte de signal utile de l'ordre de 70 % (à cause de l'efficacité de marquage). Sans avoir cherché à optimiser notre montage, nous avons démontré que le gain sur le bruit de fond nous a permis de passer d'une profondeur de 3,5 à 4,5 livres parcours moyens de transport, sur un aller-simple [Figure 4-7].

Dans une deuxième partie, nous avons discuté des différents bruits de phase. Nous avons montré de façon générale que, sur l'image de synthèse finale, ces bruits de phase étant de nature multiplicative, une partie du signal utile va être converti en un signal parasite. La proportion de signal utile convertie en signal parasite est directement liée à la variance (ou amplitude) de la perturbation de phase et non de sa forme (périodique, aléatoire ou dérive lente) [Eqs. (4-5), (4-9), (4-10), et (4-12)]. Cette dernière va uniquement influencer sur la forme du bruit parasite créé. Ainsi, nous avons montré que les bruits sinusoïdaux (produits par les bruits électriques et mécaniques) vont créer comme signal parasite des répliques du signal utile [Figure 4-12]. Les bruits de phase aléatoires, créés par les imprécisions de positionnement des miroirs, entre les lignes de l'image, vont générer un bruit ayant l'apparence d'un speckle, le long de la direction lente Y [Figure 4-14]. Et pour finir, les dérives de phases lentes issues des fluctuations thermiques et de pression vont générer des aberrations dans la direction lente Y et donc une perte de résolution [Figure 4-16]. Dans le cas de cette dernière perturbation, il a cependant été apporté une solution basée sur une double acquisition, permettant de compenser partiellement la dérive de phase dans la direction lente (complètement dans le cas où il n'y a pas de dérives dans la direction rapide), et de retrouver ainsi une résolution normale. Dans le cas des deux autres types de bruits de phase, il est possible de les réduire jusqu'à les rendre négligeables, en apportant un grand soin aux éléments mécaniques et électriques de notre montage. Pour finir, il semble important de préciser que les bruits de phase, étant de nature multiplicative, ne seront pas trop gênants

lorsque l'on travaille avec une faible quantité de signal (lorsque l'on cherche à obtenir des performances de profondeur à travers des milieux diffusants par exemple). En effet, les bruits générés seront d'autant plus faibles que le signal utile sera atténué.

Pour finir, une dernière partie de ce chapitre concernait le bruit de photons, bruit ultime, qui, même s'il est impossible à éliminer, peut être réduit. Ce bruit de photon qui est un bruit additif, peut être, réduit en augmentant le temps d'intégration. Il est également possible de le réduire en utilisant ce que l'on appelle le filtrage adapté [Figure 4-18]. Le filtrage adapté permet de refocaliser les images brutes donc de maximiser le rapport signal sur bruit. Ceci est possible en utilisant, dans l'espace de Fourier, un filtre passe-bas rejetant toutes les fréquences spatiales ne correspondant pas au signal utile. Le bruit se répartissant de façon uniforme dans l'espace de Fourier, est donc rejeté préférentiellement, par rapport au signal. Par ailleurs, nous avons montré qu'en suréchantillonnant les images, il était possible d'augmenter la taille de l'espace fréquentiel dans lequel se répartit le bruit [Figure 4-17]. Le signal occupant, lui, toujours le même espace, si l'on utilise le filtrage adapté, le bruit est donc d'autant plus rejeté que le signal est suréchantillonné. Il est donc possible d'améliorer le rapport signal sur bruit par cette combinaison filtrage adapté et suréchantillonnage. Pour conclure, nous avons montré expérimentalement qu'il était possible d'améliorer le rapport signal sur bruit final. Ceci peut être obtenu, soit en augmentant le temps d'intégration T_{int} par pixel, soit en suréchantillonnant notre image et en utilisant un filtrage adapté pour la synthèse. Dans les deux cas, nous avons montré théoriquement et expérimentalement que le rapport signal sur bruit en énergie augmente proportionnellement au temps d'acquisition total $T_{trans,acq}$ [Figure 4-19]. Si l'on cherche à maximiser le rapport signal sur bruit, la méthode du filtrage adapté sera la meilleure (par définition) avec une amélioration d'un facteur 1,25 au minimum (sans suréchantillonnage, avec suréchantillonnage ce facteur augmente avec le nombre de pixels dans l'image). Par contre il faudra accepter, avec cette méthode, nous l'avons montré, une perte de résolution d'un facteur $\sqrt{2}$ qui n'est pas présente, si l'on se contente d'augmenter le temps d'intégration par pixel T_{int} .

b) Perspectives

En ce qui concerne la partie du marquage acoustique, nous avons traité expérimentalement le cas d'un objectif de très faible ouverture (c'est une lentille de focale $f = 75 \text{ mm}$ et d'ouverture numérique $ON = 0,02$) et ce pour des raisons pratiques [Figure 4-4]. En effet,

pour réaliser le marquage acoustique, nous avons utilisé un transducteur acoustique de diamètre 2 cm et de focale $f_A = 5\text{ cm}$, qui est assez limitant pour des raisons d'encombrement. Avec un vrai objectif de microscope, il aurait été difficile, à cause de la faible distance de travail de l'objectif, d'utiliser un tel transducteur (il doit être immergé dans l'eau). Pour résoudre ce problème, une solution envisageable serait de mettre en place un dispositif LOFI monté en microscope inversé. Nous aurions ainsi tout l'espace nécessaire pour faire le marquage acoustique « par le haut ». Un autre problème, qui est associé au marquage acoustique, concerne le non respect des normes acoustiques. Plus précisément, la puissance acoustique utilisée dans le dispositif, est continue et correspond à une amplitude de pression au waist acoustique, entre $\Delta P_0 = 0,5$ et 1 MPa [Figure 4-5]. En comparant ces données à celles de l'Annexe C, nous constatons que la norme associée à l'élévation de température, liée à la puissance acoustique moyenne [Eq. (20) de l'Annexe C], n'est pas respectée, car la limite est de $0,1\text{ MPa}$ en régime continu. Par contre, nous constatons qu'il n'y a pas de soucis avec les normes associées à la puissance acoustique instantanée [Eq. (21) de l'Annexe C] (associées à l'apparition de cavitation), car elles nous permettent de monter jusqu'à $\Delta P_0 = 1,7\text{ MPa}$. Une solution à notre problème pour avoir la possibilité d'appliquer notre technique en milieu clinique, serait donc de faire du marquage acoustique avec des ondes acoustiques impulsionnelles (mais de même amplitude que celles utilisées ici en continu pour garantir un bon marquage). En espaçant suffisamment les impulsions et en les synchronisant avec la détection, il est en effet possible de faire baisser la pression acoustique moyenne en dessous du seuil donné par l'Eq. (20) de l'Annexe C.

Pour finir, dans ce chapitre nous avons vu, sur la Figure 4-8, qu'avec le marquage acoustique, nous avons la possibilité de véritablement imager spatialement les ondes acoustiques. Nous sommes convaincus que de nombreuses applications intéressantes pourraient être rendues possibles grâce à ce principe (par exemple la détection d'ondes acoustiques pour l'imagerie photo-acoustique).

Une autre solution, encore plus adaptée à la microscopie, serait d'incorporer dans le milieu observé, des nanoparticules très absorbantes optiquement. En venant exciter le milieu avec un laser impulsionnel (accordé sur la bande d'absorption des nanoparticules), nous pourrions venir générer localement par effet photo acoustique [8] du marquage acoustique sans transducteur. Les normes acoustiques seraient respectées, et un tel montage permettrait également de marquer préférentiellement certaines zones de la cible où les nanoparticules se concentreraient. Dans le cas d'un milieu biologique, il suffirait de fonctionnaliser ces

nanoparticules pour qu'elles se fixent sur des zones d'intérêt. Pour finir une dernière configuration à explorer serait l'utilisation d'un microscope acoustique pour un marquage au niveau de la surface d'observation.

Pour finir, une dernière perspective à explorer, concerne la correction des perturbations de phase. Tout d'abord, les problèmes de répétabilité en position du miroir rapide pourraient être éliminés en remplaçant les miroirs galvanométriques par des SLM. L'utilisation d'une telle technologie rend cependant l'acquisition plus lente. En ce qui concerne les dérives de phase, nous avons montré qu'avec une double acquisition où les directions lentes et rapides sont inversées, il était possible de les corriger totalement [Figure 4-16] dans le cas d'une absence de dérive de phase dans la direction rapide. Le problème est que, pour déterminer la phase à corriger, il est clairement nécessaire, avec cette technique, d'avoir un signal important. Dans le cas où l'on cherche à obtenir de bonnes performances de sensibilité afin d'imager en profondeur à travers les milieux diffusants, nous n'aurons que très peu de signal, ce qui nous empêchera d'utiliser notre technique de correction des dérives de phases. Ceci constituera une grande limitation, d'autant plus que, pour obtenir une bonne sensibilité dans ces conditions, nous avons montré qu'il était nécessaire d'augmenter le temps d'acquisition de l'image brute. Ceci aura pour effet, d'accentuer encore plus les dérives de phase (plus de temps pour dériver). Afin de ne pas être limité par celles-ci, lorsque le signal est faible il est donc nécessaire de recourir à une autre méthode pour les compenser. Une solution pourrait être d'utiliser un point fixe, brillant, dans l'image, qui pourrait servir de référence. Il suffirait alors par exemple, d'interrompre l'acquisition et de pointer cette ce point brillant toutes les 5 secondes environ (temps d'évolution de la phase), pour mesurer l'état de la phase.

REFERENCES

1. O. Jacquin, *et al.*, "Laser optical feedback imaging insensitive to parasitic optical feedback," *Appl. Opt.* **46**, 6779-6782 (2007).
<http://www.opticsinfobase.org/ao/abstract.cfm?URI=ao-46-27-6779>
2. O. Jacquin, *et al.*, "Self-aligned setup for laser optical feedback imaging insensitive to parasitic optical feedback," *Appl. Opt.* **48**, 64-68 (2008).
<http://www.opticsinfobase.org/ao/abstract.cfm?URI=ao-48-1-64>

3. O. Jacquin, *et al.*, “Acousto-optic laser optical feedback imaging,” *Opt. Lett.* **37**, 2514-2516 (2012). <http://arxiv.org/abs/1206.4971>
4. W. A. Riley, *et al.*, “Piezo-Optic Coefficients of Liquids,” *J. Acoust. Soc. Am.* **42**, 1258-1261 (1967). http://asadl.org/jasa/resource/1/jasman/v42/i6/p1258_s1
5. J. W. Goodman, *Speckle Phenomena in Optics*, Roberts and Company Publishers (2006). <http://www.roberts-publishers.com/speckle-phenomena-in-optics.html>
6. A. Witomski, *et al.*, “Two dimensional synthetic aperture laser optical feedback imaging using galvanometric scanning,” *Appl. Opt.* **47**, 860–869 (2008). <http://www.opticsinfobase.org/ao/abstract.cfm?URI=ao-47-6-860>
7. J-Y. Tourneret, *Filtrage Adapté*, cours ENSEEIHT Toulouse (2008). http://tourneret.perso.enseeiht.fr/MODAP/Filtre_adapte.pdf
8. E. Z. Zhang, *et al.*, “Multimodal photoacoustic and optical coherence tomography scanner using an all optical detection scheme for 3D morphological skin imaging,” *Biomed. Opt. Express* **2**, 2202-2215 (2011). http://www.medphys.ucl.ac.uk/research/mle/pdf_files/OCT_PAT_1.pdf

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

1) Bilan de la thèse

Dans cette thèse, nous avons présenté deux systèmes d'imagerie innovants. Notre but étant de pouvoir obtenir des images résolues optiquement et ceci à travers la plus grande épaisseur possible de milieux complexes (milieux diffusants et hétérogènes tels que les échantillons biologiques). Nous avons d'abord expliqué, en introduction, les problèmes qui se posent lorsque l'on veut réaliser des images à travers de tels milieux. Par exemple, l'aspect diffusant réduit fortement le nombre de photons balistiques disponibles qui sont pourtant nécessaires à la constitution d'une image résolue optiquement (résolution micrométrique). Les photons multi-diffusés qui ont perdu la mémoire de leur direction de propagation initiale vont, eux, venir perturber l'image finale. L'aspect hétérogène d'un milieu va, lui, entraîner la génération d'aberrations optiques venant dégrader la résolution finale. Les dispositifs que nous devions proposer devaient donc répondre à cette double problématique de sensibilité aux photons balistiques (pour traiter l'aspect résolution optique), et de réjection des photons multi-diffusés (pour traiter l'aspect diffusant des milieux traversés). De plus, il est nécessaire de pouvoir faire de la correction d'aberrations pour compenser les éventuelles hétérogénéités du milieu traversé.

Dans le premier chapitre, nous nous sommes d'abord intéressés aux différents dispositifs existants. Plus particulièrement, nous avons examiné leurs propriétés, en lien avec notre problématique, à savoir leur sensibilité aux photons balistiques et serpentiles et le taux de réjection des photons multi-diffusés. Plus précisément, afin de respecter nos impératifs en terme de résolution, nous avons présenté une liste de dispositifs d'imagerie basés uniquement sur la détection de photons balistiques. Pour chacun de ces montages nous avons été attentifs, d'une part à la sensibilité aux photons balistiques, et d'autre part au taux de réjection des photons multi-diffusés. Plus précisément, nous avons étudié les dispositifs d'imagerie permettant une sélection des photons balistiques par filtrage spatial. Ainsi, nous avons d'abord parlé de la microscopie confocale. Avec cette technique, seul les photons issus d'une zone d'intérêt sont sélectionnés grâce au filtrage par un trou physique situé au niveau du détecteur et conjugué avec la cible. Le problème de ce dispositif est son manque de sensibilité lié principalement au niveau de bruit du système de détection (bruit de résistance, bruit de

quantification). Pour remédier à cela, un deuxième type de dispositif a été introduit : les microscopes interférométriques. Nous avons montré qu'ils possèdent les mêmes propriétés de sélection spatiale que les microscopes confocaux. La différence est que, grâce à l'effet d'amplification induit par le mélange avec l'onde référence optique, ceux-ci affichent une sensibilité qui peut atteindre le bruit de photons, *c.-à-d.* la limite ultime en détection optique. En effet, dans ce cas, le rapport signal sur bruit de 1 lorsque un seul photon, rétro-réfléchi par la cible, est détecté. Le problème est que cette sensibilité n'est atteinte, dans les conditions standards de température, que lorsque la puissance du laser au niveau de l'échantillon est supérieure à un certain seuil ($2,5 \text{ mW}$ dans le cas de notre chaîne de détection). Or, ceci peut poser des problèmes si nous voulons faire des images d'objets fragiles et sensibles à la lumière (par exemple si l'on veut respecter les normes ophtalmologiques). Nous avons donc fini, par introduire la méthode d'imagerie laser LOFI, technique développée par notre équipe. Nous avons vu que ce dispositif est un cas particulier de microscope interférométrique où la référence est l'onde laser présente dans la cavité du laser. On parle alors de microscopie interférométrique autodyne. Par une exploitation judicieuse de la dynamique des lasers de classe-B (laser dont l'intensité présente des oscillations de relaxation), nous avons montré qu'il était possible d'obtenir un effet d'amplification de la détection, similaire à celui d'un photomultiplicateur. De plus, nous sommes, cette fois-ci limités au bruit de photons quelle que soit la puissance de sortie du laser (ce qui règle les problèmes de normes biomédicales). De plus, le LOFI présente une grande simplicité d'utilisation car il est auto-aligné (pas d'alignement des ondes de signal et de référence à faire). Le LOFI, particulièrement bien adapté à notre problématique, a donc été choisi pour la suite. Son seul défaut est son temps d'acquisition, très important, puisqu'une image est acquise point par point avec un balayage de la cible par un jeu de deux miroirs galvanométriques. Le temps d'acquisition d'un pixel de l'image étant, quant à lui, lié au temps de réponse du laser.

Dans le deuxième chapitre de cette thèse, nous nous sommes intéressés à une autre de nos problématiques, à savoir l'imagerie en profondeur à haute résolution. Nous avons rappelé que, pour obtenir des images nettes et résolues, nous sommes rapidement limités par la distance de travail de l'objectif de microscope. Si l'on veut aller au-delà de cette distance avec un dispositif classique, il est, en effet, nécessaire de prendre un objectif de microscope avec une distance de travail plus importante et donc avec une ouverture numérique plus faible (à moins que le diamètre et donc le prix de l'objectif soit plus élevé). Cette solution a cependant deux conséquences dommageables : la première est que la résolution est plus faible (plus petite

ouverture numérique) et la deuxième est la perte de temps qu'engendre le remplacement de l'objectif. Dans ce chapitre, pour résoudre ce problème, nous adaptons aux longueurs d'ondes optiques, la technique de la synthèse d'ouverture, empruntée au domaine RADAR. Cette technique permet, à partir des informations d'amplitude et de phase contenues dans l'image brute floue (à cause de la défocalisation causée par la trop faible distance de travail de l'objectif de microscope), de refocaliser numériquement l'image et donc d'obtenir, après acquisition, une image nette. C'est la double information interférométrique (amplitude et phase) fournie par le LOFI qui nous a permis de faire de la synthèse d'ouverture optique. En particulier, nous avons proposé deux dispositifs inspirés de configurations déjà existantes en RADAR. Le premier est basé sur une configuration dite « *spotlight* ». C'est un dispositif de synthèse où le laser vient balayer la cible avec un mouvement de rotation ce qui permet une importante exploration angulaire de la cible. La résolution finale, initialement très bonne (à cause de l'ouverture angulaire), a cependant le défaut de se dégrader linéairement, avec la profondeur d'exploration du milieu. En effet, avec cette opération de synthèse en rotation, en terme de résolution, tout se passe comme si nous avions une lentille de focale variable (où l'on fait varier numériquement la focale après acquisition), mais de diamètre constant. Cette configuration est donc bien adaptée plutôt à une imagerie haute résolution, sans lentille, de près, sur des objets fortement réfléchissants et ne sera pas vraiment utile pour notre problématique. De plus, il apparaît qu'avec la profondeur d'exploration, le bilan photométrique se dégrade. Le deuxième dispositif LOFI qui a été proposé est, lui, inspiré de la configuration « *stripmap* » du RADAR dans laquelle, le faisceau laser défocalisé balaie la cible avec un mouvement de translation. Nous avons montré que ce dispositif permet une exploration angulaire de la cible, constante, et égale à l'ouverture numérique de l'objectif, et ce, quelle que soit la défocalisation initiale. Finalement, nous avons donc, contrairement au cas de la configuration en rotation, une situation équivalente à un objectif de microscope dont on peut faire varier numériquement la focale, mais en gardant, cette fois-ci, une ouverture numérique constante. Au niveau du bilan photométrique, nous avons calculé et démontré expérimentalement, qu'il est également meilleur que dans la configuration « *spotlight* ». Finalement, le LOFI de synthèse en translation est donc tout indiqué pour réaliser des images résolues en profondeur. Tous ces avantages de la synthèse d'ouverture LOFI sont cependant obtenus aux prix d'un plus grand temps d'acquisition. En effet, pour pouvoir effectuer correctement la synthèse d'ouverture, chaque point de la cible doit être éclairé par l'intégralité de la surface du laser. Ce laser étant défocalisé, il y aura donc une zone de flou, supplémentaire, à acquérir, sur les bords de l'objet, ce qui entraîne un temps d'acquisition

plus important. Mais surtout, comme nous l'avons déjà mentionné, le bilan photométrique se dégrade avec l'augmentation de la profondeur des objets étudiés (c'est comme si nous utilisions un microscope confocal en dehors de sa zone confocale). Cette chute de l'efficacité de collection des photons est très limitante; et, en pratique, pour des objets pourtant très réfléchissants tels que des billes catadioptriques [Annexe E], nous ne pouvons accéder qu'à des profondeurs de quelques dizaines de pourcents au-delà de la distance de travail de l'objectif de microscope.

Dans le troisième chapitre, nous avons cherché des solutions à notre dernière problématique qui est liée à la traversée d'un milieu hétérogène. Ce type de milieu va, en effet, déformer le front d'onde à la sortie de l'objectif de microscope, générant ainsi des aberrations dépendantes du champ, qu'il est alors nécessaire de compenser si l'on veut conserver une résolution optimale. De même, il est parfois nécessaire de réaliser des images d'un objet présentant des rugosités supérieures à la profondeur de champ. En effet, celles-ci se traduisent par des zones floues dans l'image. Dans ce chapitre, nous avons présenté l'imagerie dite plénoptique qui est capable d'apporter une solution à ces problèmes. Dans ce type de dispositif, nous avons accès non seulement au point d'impact des rayons lumineux sur un détecteur, mais également à leur direction de propagation (via la mesure du front d'onde). En exploitant cette double information, nous avons vu que l'on est capable de refocaliser numériquement des images floues, que ce soit sur un plan ou une surface plus complexe. De même, nous avons montré qu'il était possible de corriger numériquement les aberrations présentes dans les images brutes. Nous avons d'abord présenté les deux types de dispositifs plénoptiques qui existaient déjà avant cette thèse (l'un basé sur l'introduction d'une matrice de microlentilles avant le détecteur, et l'autre sur l'introduction d'un masque optique). Le problème est qu'ils présentaient tous deux le défaut de dépendre d'un compromis entre la résolution finale de l'image et la latitude de refocalisation numérique accessible. Nous avons donc montré, dans la suite, que la configuration de synthèse en translation LOFI possède en réalité toutes les caractéristiques d'un imageur plénoptique. En effet, étant un dispositif interférométrique, nous avons accès au front d'onde issu de la cible et donc à la double information position et direction de propagation des photons. Contrairement aux deux précédents dispositifs, nous avons ensuite montré que le LOFI permet de garder une résolution optimale (celle associée à notre objectif) avec une profondeur de champ limitée seulement par le bilan photométrique. De même, nous avons montré au chapitre 1 que nous avons une sensibilité idéale, bien adaptée aux situations où peu de photons balistiques sont

disponibles. Ces performances exceptionnelles du LOFI sont cependant obtenues au prix d'un temps d'acquisition plus important. En effet, avec le LOFI, l'image est reconstituée point par point, tandis qu'avec les deux autres dispositifs, l'image est obtenue plein champ par un détecteur 2D. Pour finir, nous nous sommes servis des propriétés plénoptique du LOFI, en démontrant expérimentalement, d'abord, que l'on pouvait compenser numériquement des aberrations constantes dans le champ. Ensuite, nous avons fait la démonstration d'une refocalisation sur une surface courbe.

Pour terminer cette thèse nous avons fait l'inventaire des différents bruits parasites qui peuvent intervenir et réduire notre rapport signal sur bruit en dessous de la limite du bruit de photons. Nous avons indiqué, que, la principale perturbation est causée par ce que l'on appelle les « échos parasites ». Ce sont des signaux parasites LOFI additifs issus de la réinjection de tous les photons n'étant pas réfléchis par la cible d'intérêt (ceux-ci constituent au contraire le signal utile). Ces échos, qui ont pour effet principal de générer un bruit de fond supérieur au bruit de photons (donc de diminuer notre sensibilité), peuvent heureusement, être éliminés. Pour cela nous avons fait l'étude théorique et expérimentale d'un dispositif LOFI utilisant un marquage acoustique des photons d'intérêts. En ne détectant que des photons qui sont passés dans un faisceau acoustique localisé, près de la cible d'intérêt, nous sommes capables de rejeter tous les photons parasites, qui ont été réfléchis par des éléments situés avant la cible (et donc qui ne sont pas passés dans l'onde acoustique). Il y a cependant un prix à payer : le marquage acoustique n'étant pas efficace à 100%, il y a une baisse dans le taux de collection des photons balistiques d'intérêt de l'ordre de 70% au minimum. Il est cependant important de préciser que nous nous sommes contents d'une démonstration de principe et que nous n'avons pas cherché à optimiser le marquage acoustique. Nous avons tout de même prouvé que nous pouvions améliorer, avec le marquage, notre sensibilité. Ainsi, pour les mêmes paramètres LOFI, nous avons montré qu'il était possible de passer d'une atténuation de 3,5 à 4,5 longueurs de transport, sur un aller simple. Nous avons également décrit la source et les effets sur les images synthétiques, des bruits de phase qui ont lieu pendant l'acquisition brute. Nous avons vu qu'il existait principalement trois types de bruits de phase : les bruits sinusoïdaux issus de vibrations, les bruits aléatoires issus d'erreurs de repositionnement des miroirs galvanométriques (lui-même aléatoire) et les dérives de phases issues des fluctuations thermiques dans le montage et son environnement. Ces bruits ont tous en commun d'être des bruits dits multiplicatifs : nous avons vu (théoriquement et expérimentalement), que ces bruits vont tous « prélever » une partie de l'énergie du signal utile et le convertir en un bruit de fond parasite qui va se superposer au signal utile ; ce taux

de conversion est lié à « l'écart type » de ce bruit de phase. La seule chose qui va changer en fonction du type de bruit (sinusoïdal, aléatoire ou dérive), c'est la forme de la perturbation. Ainsi, dans le cas du bruit sinusoïdal, il va apparaître des répliques du signal utile, dans le cas du bruit aléatoire, un bruit de speckle large, et dans le cas des dérives de phase, des aberrations sur l'image finale. Dans tous les cas, ces bruits ont peu d'impact sur l'image finale, dans la situation où peu de photons sont réfléchis par la cible (ils sont d'autant plus faibles que le signal utile est faible). De plus, ces écarts de phase sont de faible intensité, pour peu qu'un soin important soit apporté à notre dispositif expérimental. Ces bruits peuvent même être éliminés dans le cas de la dérive de phase. Pour finir, nous avons montré (théoriquement et expérimentalement), dans le cas où il n'y a plus que le bruit de photons de présent (cas idéal), qu'il était possible d'améliorer le rapport signal sur bruit en énergie (carré du signal correspondant à un nombre de photon par pixel). Cette amélioration se fera toujours proportionnellement au temps total d'acquisition de l'image brute. Celle-ci peut être obtenue, soit en augmentant le temps d'intégration par pixel à nombre de pixels constants soit, au contraire, en suréchantillonnant l'image brute à temps d'intégration par pixel constant. Dans ce dernier cas, il faut utiliser ce que l'on appelle le filtrage adapté, pour obtenir l'image finale qui comprend, en plus d'un effet de refocalisation, un effet de filtrage du bruit. La deuxième méthode donne, comme son nom l'indique (filtrage adapté), un rapport signal sur bruit optimal (amélioration d'un facteur 1,25 au minimum) qui est cependant obtenu au prix d'une légère dégradation de la résolution, d'un facteur $\sqrt{2}$.

En conclusion, durant cette thèse, nous avons fait la démonstration de l'intérêt d'un dispositif expérimental (le LOFI) permettant d'atteindre théoriquement nos objectifs, en ce qui concerne l'imagerie à travers les milieux hétérogènes et diffusants. Le temps d'acquisition important causé par le balayage point par point est cependant une grande source de limitation qui nous empêche de faire de l'imagerie dynamique (à la cadence vidéo). De même, il est vrai que, pour ce qui est de faire des images les plus résolues et les plus en profondeur possible, la synthèse d'ouverture est très limitée par l'efficacité de collection qui se dégrade rapidement avec la profondeur d'exploration (utilisation d'un microscope confocal en dehors de sa zone de collection habituelle). Ainsi, en pratique, nous pouvons difficilement aller au-delà de quelques dizaines de pourcents de la distance de travail de l'objectif. Ce mauvais bilan photométrique est heureusement compensé, en partie, par une sensibilité intrinsèque (c.-à-d.

l'amplification résonnante du signal réinjecté par la dynamique du laser) offerte par la méthode LOFI.

2) Perspectives futures

A partir de cette étude, sont apparues clairement de nouvelles pistes de travail et de nouvelles perspectives dont le but sera, bien sûr, de dépasser nos limites actuelles. Nous décrivons rapidement, dans un premier temps, les perspectives à court terme, puis celles pouvant être menées à plus long terme.

a) Perspectives à court terme :

Tout d'abord, nous pouvons constater, que, lors de cette thèse, le laser utilisé dans le dispositif LOFI que nous avons mis en place expérimentalement, est à une longueur d'onde $\lambda = 1064 \text{ nm}$. Le problème est, que, si nous nous intéressons à de l'imagerie à travers des milieux biologiques, cette longueur d'onde n'est pas la mieux adaptée. Il faudrait, en effet, dans l'idéal, se trouver dans ce qu'on appelle la « fenêtre thérapeutique » qui se situe autour de $\lambda = 800 \text{ nm}$ où l'absorption des milieux biologiques est la plus faible (zone spectrale où l'absorption de ces milieux est faible). D'une façon plus générale, pendant cette thèse, nous avons réalisé un développement purement instrumental du LOFI. Il serait maintenant intéressant d'utiliser cet instrument avec tous ses atouts (correction des aberrations, focalisation sur des surfaces complexes, sensibilité, ...) sur des échantillons d'intérêt biologique. Par exemple, il serait intéressant de faire de l'imagerie de sphéroïdes multicellulaires (structures cellulaires tumorales sphériques) qui se comportent comme des objets de phase et confèrent donc un caractère hétérogène au milieu.

Une autre amélioration que nous devrions apporter à notre montage concerne la partie « plénoptique » développée dans le chapitre 3. En effet, nous avons fait la démonstration expérimentale d'une correction d'aberration constante dans le champ, et d'une défocalisation variant lentement dans le champ (et de façon connue). Par la suite, il serait intéressant de pouvoir développer un algorithme afin de pouvoir corriger de façon automatisée des aberrations et des défocalisations initialement inconnues et variant toutes deux dans le champ. Pour cela, nous pouvons nous appuyer sur une métrique permettant, nous l'avons vu, de connaître localement les coefficients associés aux aberrations et à la défocalisation initiale.

Une autre amélioration rapide que l'on peut apporter à notre montage concerne le marquage acoustique décrit dans le chapitre 4. Nous avons, en effet, vu, que dans le cas de notre

dispositif actuel, nous ne respectons pas les normes acoustiques biomédicales, en terme de puissance moyenne. Une amélioration à apporter serait d'émettre des impulsions acoustiques, au lieu d'un signal continu, afin de respecter les normes. Il resterait alors simplement à synchroniser notre acquisition LOFI avec les impulsions acoustiques émises.

Pour en finir avec les perspectives à court terme, nous avons vu que notre limitation ultime en terme de sensibilité est lié au temps d'acquisition total de l'image brute. Si l'on veut être capable de réaliser des images dans des milieux de plus en plus diffusants, le temps d'acquisition des images doit être de plus en plus important. Un problème d'importance se pose alors : comme le temps d'acquisition augmente, les dérives de phase présentes dans l'image augmentent aussi. Or, à cause de la faible quantité de signal, il est impossible d'utiliser la méthode de correction des dérives de phase, décrite dans le chapitre 4. Trouver une autre méthode pour calculer et soustraire cette dérive de phase serait donc plus que souhaitable, si l'on veut accéder à de grands temps d'intégration et ainsi qu'à une grande sensibilité. Une solution que nous avons proposée était de se servir d'un point fixe brillant dans l'image qui pourrait servir de référence. Il suffirait alors, par exemple, d'interrompre l'acquisition et de pointer cette référence toutes les 5 secondes environ pour mesurer l'état de celle-ci..

b) Perspectives à long terme :

Nous décrivons maintenant les améliorations que l'on pourrait apporter à plus long terme. Tout d'abord, il paraît nécessaire d'améliorer le temps d'acquisition. Pour l'instant, nous sommes limités par deux éléments : le système de balayage, utilisant deux miroirs galvanométriques relativement lents. Il est cependant possible de remplacer ce dispositif par un balayage ultra-rapide (jusqu'à 1000 images/secondes) de type « *spinning disk* » déjà utilisé avec succès sur des microscopes confocaux, comme nous l'avons vu dans le chapitre 1. La deuxième limitation, plus difficile à surmonter et plus fondamentale, provient du temps de réaction du laser utilisé en LOFI. Actuellement limité à un temps d'intégration par pixel de $T_{\text{int}} \sim 1/\Delta F_R \sim 100 \mu\text{s}$, avec un micro-laser YAG, nous pourrions atteindre $T_{\text{int}} \sim 1/\Delta F_R \sim 1 \text{ ns}$ grâce à l'utilisation d'une diode laser. Cependant, un dispositif LOFI associé à une diode laser pose cependant de sérieux problèmes d'ingénierie, notamment à cause de la nécessité de réaliser une démodulation du signal de battement, proche du gigahertz. Mais en combinant diode laser et *spinning disk*, il serait théoriquement possible de réaliser des images dynamiques, ce qui serait très appréciable. Une autre solution serait d'envisager un système

de matrice de micro-lasers LOFI qui nous permettrait d'accéder à une mesure 2D. Le problème est le coût et la complexité d'un tel dispositif (nous aurions besoin d'autant de détections synchrones que de pixels).

En ce qui concerne les aspects de synthèse d'ouverture, nous avons vu dans le chapitre 2, qu'il pourrait être intéressant d'améliorer la configuration en rotation, notamment en terme de résolution. En effet, cette configuration est inspirée du *spotlight* utilisé en RADAR qui permet en principe d'obtenir des balayages sur 2π stéradians (avec le *spotlight*, l'axe d'éclairage est toujours dirigé vers l'objet). Mais, pour l'instant, dans notre configuration actuelle, l'ouverture angulaire reste tout de même limitée (on ne dirige pas exactement l'axe du faisceau vers la cible). Le montage pourrait être également amélioré afin qu'il soit strictement équivalent au *spotlight* RADAR; nous avons proposé ainsi, d'utiliser un dispositif fibré qui tournerait autour de la cible; cependant, ces types de dispositifs fibrés posent de nombreux problèmes mécaniques et la phase est très sensible aux mouvements de la fibre.

De même, en SAR, nous avons vu dans l'introduction du chapitre 2, que si l'on combine plusieurs mesures synthétiques successives (comportant chacune une double information amplitude et phase), il est possible d'obtenir des informations, comme celle concernant le déplacement entre les deux acquisitions. En outre, une information sur la topographie est aussi accessible, s'il y a un décalage entre les trajectoires des aéronefs. Il pourrait être intéressant de développer des dispositifs similaires en optique à l'aide du LOFI synthétique. C'est ce que nous avons commencé à faire, en ce qui concerne le déplacement entre deux mesures séparées temporellement, et nous avons obtenu des résultats encourageants qui mériteraient d'être développés..

Pour finir, comme nous l'avons montré dans le dernier chapitre, il est essentiel, pour la qualité de l'image, et la sensibilité finale, d'utiliser une technique de marquage acoustique afin d'éliminer d'éventuels échos parasites. Le problème est que nous n'avons effectué de démonstration expérimentale qu'avec un objectif d'ouverture très faible $ON = 0,02$, et ce, pour des raisons d'encombrement du transducteur acoustique. Nous proposons, par la suite, pour régler ce problème, de réaliser une excitation acoustique en effectuant un montage de microscope LOFI inversé où nous aurions la liberté de réaliser l'excitation acoustique « par le haut ». Une autre solution, encore plus compacte et astucieuse, serait, peut être, de réaliser l'excitation, par effet photo-acoustique, en utilisant un autre faisceau laser impulsif passant également par l'objectif de microscope. Dans ce dernier cas, il faudrait, cependant, veiller à respecter les normes optiques biomédicales. De plus, il serait possible d'associer ce type de marquage acoustique à des agents de contraste exogènes tels que des nanoparticules

métalliques résonantes à la longueur d'onde du laser excitateur. Nous pourrions ainsi, en fonctionnalisant les nanoparticules, imager sélectivement certains endroits de l'échantillon; seules les zones proches des nanoparticules seraient marquées acoustiquement.

ANNEXES

TABLE DES ANNEXES

Table des annexes.....	3
ANNEXE A : la Détection synchrone.....	1
ANNEXE B : Recouvrement entre deux champs électriques, propagation.....	4
1) Cas de deux ondes qui se propagent dans la même direction.....	4
2) Cas de deux ondes contrapropageantes.....	6
ANNEXE C : Normes optiques et acoustiques.....	7
1) Normes optiques.....	7
Risques lasers.....	7
Règlementation.....	8
2) Normes acoustiques.....	11
Risques.....	11
Règlementation.....	13
ANNEXE D : pompage optique, Equation des populations.....	16
1) Système à trois niveaux.....	16
2) Système à quatre niveaux.....	17
ANNEXE E : Sur les propriétés de la cible utilisée dans nos expériences.....	20
ANNEXE F : métrique pour refocalisation et compensation d'aberrations.....	23
1) Rappels sur la propagation d'un front d'onde et les métriques invariantes.....	23
2) Métrique d'optimisation de l'image finale.....	25
REFERENCES.....	27
ANNEXE G : article publié « sensitivity of synthetic aperture laser optical feedback imaging ».....	29
ANNEXE H : article publié « synthetic aperture laser optical feedback imaging using a translational scanning with galvanometric mirrors ».....	30
ANNEXE I : article publié « demonstration of a plenoptic microscope based on laser optical feedback imaging ».....	31
ANNEXE J : article publié « Deep and optically resolved imaging through scattering media by space-reversed propagation ».....	32
ANNEXE K : article publié « limitations of synthetic aperture laser optical feedback imaging ».....	33

ANNEXE A : LA DETECTION SYNCHRONE

Lors de la détection d'un signal faible (par exemple d'un faible nombre de photons balistiques) par un détecteur (photodiode, photomultiplicateur, photodiode à avalanche,...), plusieurs effets peuvent venir limiter la sensibilité [1] :

- Le fond lumineux : c'est le signal provenant des lumières dans le laboratoire. Il est à fréquence nulle si c'est de la lumière du soleil ou d'une ampoule à incandescence, ou à 100 Hz si c'est de la lumière provenant de néons ou de LEDs.
- Le bruit en $1/f$ (Flicker noise) : c'est un bruit d'origine électronique présent dans les basses fréquences temporelles. Il est souvent issu des impuretés dans les semi-conducteurs ou du bruit des amplificateurs opérationnels dans la chaîne de détection.
- Les bruits blancs qui sont des bruits répartis uniformément sur l'ensemble des fréquences. Parmi ces bruits, on retrouve le bruit thermique des résistances (Johnson noise) et le bruit de photons (Shot noise) principalement.
- Le bruit de quantification associé à la dynamique limitée des convertisseurs analogiques-numériques. Par le choix judicieux du calibre utilisé, il est possible de rendre ce bruit négligeable.

A la sortie d'une chaîne de détection, on peut donc en général observer ce type de densité spectrale de puissance de bruit :

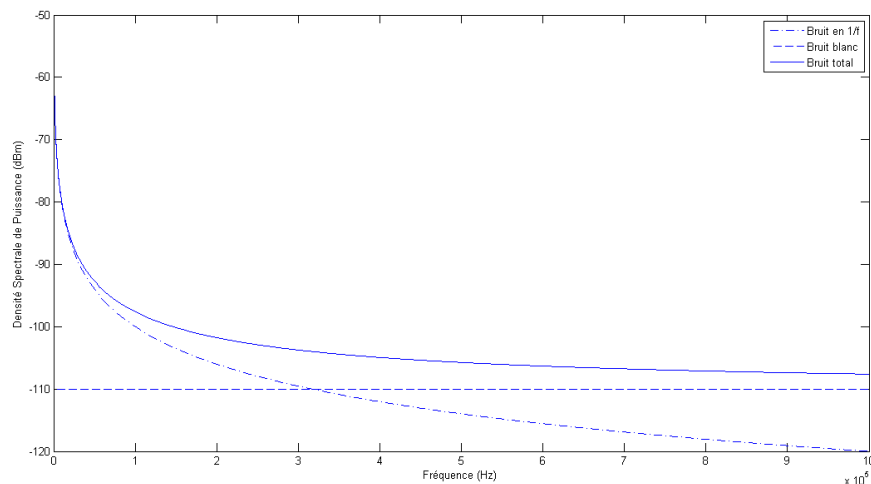


Figure A-1: Densité spectrale de puissance de bruit typique observée à la sortie d'une chaîne de détection.

Lors d'une détection directe (le signal utile est continu, [Figure A-2] en haut) sur un temps d'intégration T_{int} (donc une bande passante $\Delta f = 1/T_{int}$), le rapport signal sur bruit est donc représenté par :

$$RSB_{direct} = \frac{V_0}{\sqrt{\int_{-\Delta\Omega/2}^{\Delta\Omega/2} DSP_{tot}(\Omega) d\Omega}} = \frac{V_0}{\sqrt{DSP_{tot}(0)\Delta\Omega}} \propto \frac{V_0\sqrt{T_{int}}}{\sqrt{DSP_{tot}(0)}} \quad (A-1)$$

la deuxième égalité étant valable uniquement si la bande passante $\Delta\Omega$ est étroite devant l'échelle de variation de la densité spectrale de bruit. Le rapport signal sur bruit est donc inversement proportionnel à la densité spectrale de bruit à la fréquence nulle $DSP_{tot}(0)$ qui est fortement dominée par le bruit de fond lumineux et le bruit en $1/f$. Afin d'améliorer la sensibilité, il est donc plus intéressant de moduler son signal à plus haute fréquence en modulant son signal utile à une pulsation Ω_e ([Figure A-2] en bas). La détection vient donc se faire de façon synchrone autour de cette haute fréquence (par démodulation puis intégration sur un temps T_{int}).

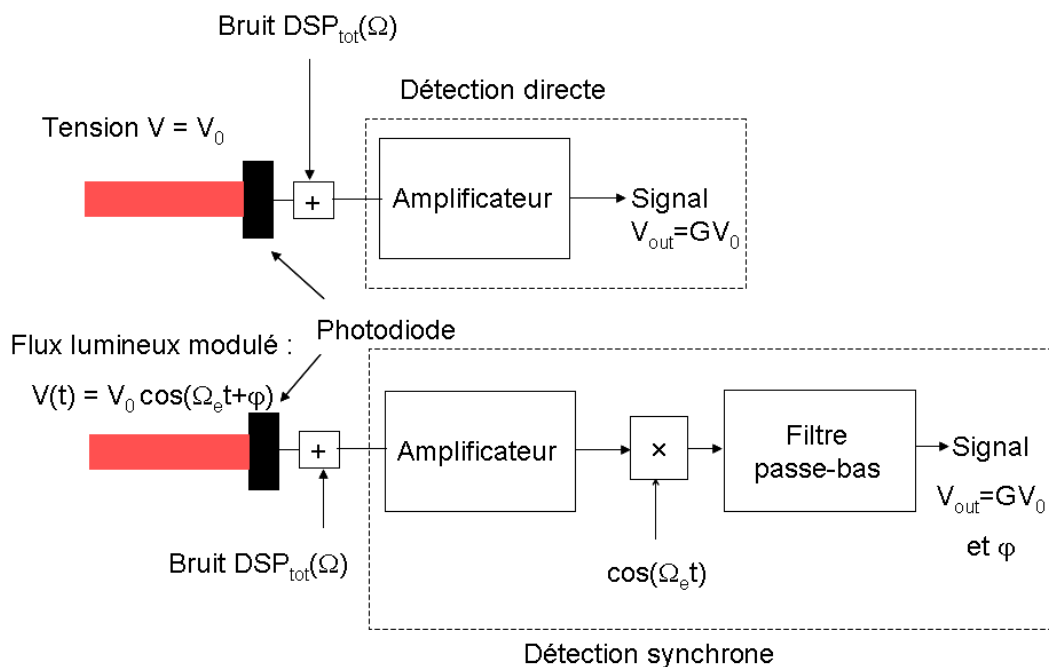


Figure A-2: Chaîne de détection directe en haut et synchrone en bas. $V(t)$ est la tension issue du détecteur (photodiode ici) et $DSP_{tot}(\Omega)$ désigne la densité spectrale de puissance totale de l'ensemble des bruits de la chaîne de détection ramenés en entrée. G est le gain associé à la détection synchrone.

On s'affranchit ainsi des bruits dominants à basse fréquence ainsi que du fond lumineux, ce qui améliore considérablement le rapport signal sur bruit. Finalement celui-ci est maintenant représenté par (avec les mêmes simplifications sur la bande passante) :

$$RSB_{synchrone} = \frac{V_0}{\sqrt{\int_{\Omega_e - \Delta\Omega/2}^{\Omega_e + \Delta\Omega/2} DSP_{tot}(\Omega) d\Omega}} = \frac{V_0}{\sqrt{DSP_{tot}(\Omega_e) \Delta\Omega}} \propto \frac{V_0 \sqrt{T_{int}}}{\sqrt{DSP_{tot}(\Omega_e)}} \quad (A-2)$$

Avec une modulation du signal utile, associée à une détection synchrone, on est donc finalement limité par les bruits blancs à haute fréquence (bruit de résistance et de photons) ainsi que par le bruit de quantification des convertisseurs analogiques numériques. Pour finir, l'intérêt de la détection synchrone, est d'avoir une double information amplitude-phase V_0 et φ .

ANNEXE B : RECOUVREMENT ENTRE DEUX CHAMPS ELECTRIQUES, PROPAGATION

Le but de cette section est de montrer que le recouvrement entre deux champs électriques est invariant quel que soit l'espace (fréquentiel ou direct), l'endroit (le plan) où l'on la mesure. On montre également que les objets de phase communs, rencontrés lors de la propagation, ne changent pas non plus la valeur du recouvrement.

1) Cas de deux ondes qui se propagent dans la même direction

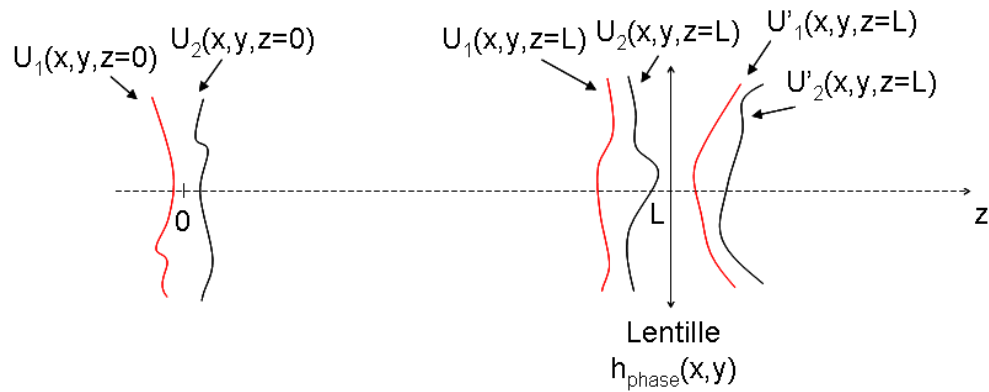


Figure B-1: Champs électriques $U_1(x,y)$ et $U_2(x,y)$ dans deux plans en $z=0$ et $z=L$. Les deux champs électriques $U'_1(x,y,z=L)$ et $U'_2(x,y,z=L)$ représentent les champs électriques en L après traversée par un objet de phase de transparence $h_{\text{phase}}(x,y)$ (avec la contrainte donc $|h_{\text{phase}}(x,y)|=1$: conservation de l'énergie).

Soit $U_1(x,y,z=0)$ et $U_2(x,y,z=0)$ deux champs électriques dans le plan xOy et $U_1(x,y,z=L)$ et $U_2(x,y,z=L)$ les deux mêmes champs après une propagation sur une distance L [Figure B-1]. Le recouvrement entre ces deux champs en z est représenté par $C_{U_1U_2}(z)$:

$$C_{U_1U_2}(z) = \langle U_1(z) | U_2(z) \rangle = \iint_{x,y} U_1^*(x,y,z) U_2(x,y,z) dx dy \quad (\text{B-1})$$

Dans cette expression, $\langle U_1(z)|U_2(z)\rangle$ désigne le produit scalaire hermitien entre les deux champs électriques U_1 et U_2 . Or, il est possible d'exprimer $\langle U_1|U_2\rangle$ en fonction d'intensités (normes au carré):

$$\langle U_1|U_2\rangle = \frac{1}{4}(\|U_1 + U_2\|^2 - j\|U_1 + jU_2\|^2 - \|U_1 - U_2\|^2 + j\|U_1 - jU_2\|^2) \quad (\text{B-2})$$

Dans cette expression $\|U\|^2 = \langle U|U\rangle$ désigne le carré de la norme associée au produit hermitien. On en déduit, en appliquant le théorème de Parseval à chacun de ces 4 termes :

$$C_{U_1U_2}(z) = C_{\tilde{U}_1\tilde{U}_2}(z) = \left\langle \tilde{U}_1(z) \left| \tilde{U}_2(z) \right. \right\rangle = \iint_{\nu,\mu} \tilde{U}_1^*(\nu, \mu, z) \tilde{U}_2(\nu, \mu, z) d\nu d\mu \quad (\text{B-3})$$

Dans cette expression, $\tilde{U}_1(\nu, \mu, z)$ et $\tilde{U}_2(\nu, \mu, z)$ désignent respectivement les transformées de Fourier de $U_1(x, y, z)$ et de $U_2(x, y, z)$ selon X et Y. Ainsi, calculer le recouvrement entre deux champs électriques dans le domaine spatial fréquentiel ou direct est équivalent. La relation de transport d'un champ électrique est donnée dans l'espace de Fourier par un produit avec la fonction de transfert de l'espace libre, $\tilde{H}_{Filter}(\nu, \mu, L)$ sur une distance L, avec

$\left| \tilde{H}_{Filter}(\nu, \mu, L) \right| = 1$ (conservation de l'énergie):

$$\begin{aligned} \tilde{U}_1(\nu, \mu, z = L) &= \tilde{U}_1(\nu, \mu, z = 0) \tilde{H}_{Filter}(\nu, \mu, L) \\ \tilde{U}_2(\nu, \mu, z = L) &= \tilde{U}_2(\nu, \mu, z = 0) \tilde{H}_{Filter}(\nu, \mu, L) \end{aligned} \quad (\text{B-4})$$

Des Eqs. (B-3) et (B-4) on peut en déduire l'invariance du recouvrement, avec la propagation dans l'espace libre. Plus généralement, l'invariance est aussi vraie lors d'un filtrage par une fonction de transfert de phase (déphasage simple des ondes planes contenues dans les fronts d'onde U_1 et U_2) :

$$\begin{aligned}
C_{U_1 U_2}(z=L) &= C_{\tilde{U}_1, \tilde{U}_2}(z=L) = \iint_{\nu, \mu} \tilde{U}_1^*(\nu, \mu, z=L) \tilde{U}_2(\nu, \mu, z=L) d\nu d\mu \\
&= \iint_{\nu, \mu} \tilde{U}_1^*(\nu, \mu, z=0) H_{filter}^*(\nu, \mu, L) \tilde{U}_2(\nu, \mu, z=0) H_{filter}(\nu, \mu, L) d\nu d\mu \\
&= \iint_{\nu, \mu} \tilde{U}_1^*(\nu, \mu, z=0) \tilde{U}_2(\nu, \mu, z=0) d\nu d\mu = C_{\tilde{U}_1, \tilde{U}_2}(z=0) = C_{U_1 U_2}(z=0)
\end{aligned} \tag{B-5}$$

De même, la traversée d'un objet de phase [Figure B-1] comme une lentille de transmission $h_{phase}(x, y)$ (avec la contrainte donc $|h_{phase}(x, y)| = 1$: conservation de l'énergie) ne change pas non plus le recouvrement entre deux champs électriques :

$$\begin{aligned}
C_{U_1 U_2}(z=L) &= \iint_{x, y} U_1^*(x, y, z=L) U_2(x, y, z=L) dx dy \\
&= \iint_{x, y} U_1^*(x, y, z=L) h_{phase}^*(x, y) U_2(x, y, z=L) h_{phase}(x, y) dx dy \\
&= \iint_{x, y} U_1^*(x, y, z=L) U_2(x, y, z=L) dx dy = C_{U_1 U_2}(z=L)
\end{aligned} \tag{B-6}$$

2) Cas de deux ondes contrapropageantes

Dans ce cas, le repère selon z change entre les deux ondes et le recouvrement donné précédemment par l'Eq. (B-1) devient alors :

$$C_{U_1^*, U_2}(z) = \langle U_1^*(z) | U_2(z) \rangle = \iint_{x, y} U_1^*(x, y, z) U_2(x, y, z) dx dy \tag{B-7}$$

On vérifie de même que les recouvrements sont aussi invariants dans ce cas.

ANNEXE C : NORMES OPTIQUES ET ACOUSTIQUES

Nous décrivons ici brièvement les risques associés à l'emploi des sources optiques et acoustiques, ainsi que les normes associées. Celle-ci dépendant de la fréquence, du régime (impulsionnel ou continu) et du pays (ou de l'institution), nous choisissons de nous restreindre le plus possible à notre équipement. La connaissance des limites est d'une importance cruciale pour savoir si une future application en milieu clinique est possible. Pour les deux types d'ondes nous abordons d'abord les risques associés, puis nous donnons la réglementation en vigueur.

1) Normes optiques

Risques lasers

Nous utilisons, dans cette thèse, un laser Nd :YAG continu de longueur d'onde $\lambda = 1064 \text{ nm}$; et la durée des acquisitions d'images est située entre la dizaine de secondes et plusieurs minutes. Ce type de source lumineuse possède la propriété d'émettre une lumière cohérente et donc concentrée spatialement. En dehors des risques non optiques (risques électriques dus à l'alimentation), les principaux problèmes liés à des faisceaux lasers dans le proche infrarouge entre 800 et 1600 μm (incluant les longueurs d'ondes de la fenêtre thérapeutique, YAG et télécoms) sont essentiellement [2] :

- **Les effets thermiques** : ce sont des effets qui se produisent à des échelles de temps relativement courtes ($<5\text{s}$). Le faisceau va créer un changement de température au niveau du tissu, ce qui va générer des dommages biologiques. Ainsi, au niveau de la peau ou de la rétine, on retrouve essentiellement des lésions et des brûlures [Figure C-1(a) et (b)]. Les brûlures au niveau de la rétine créent des zones aveugles où la vision ne peut pas être recouverte.
- **Les effets photochimiques** : ce sont des effets beaucoup plus longs ($>>1\text{s}$). Le laser va engendrer une cascade de réactions chimiques qui vont dégrader le tissu. Ces risques concernent principalement la cornée et le cristallin mais aussi la peau, et ils apparaissent lors d'une exposition chronique. On peut noter par exemple l'apparition de cataractes précoces (opacification du cristallin, [Figure C-1(c)]) ou encore d'un voile sub-épithélial [Figure C-1(d)] au niveau de la cornée.

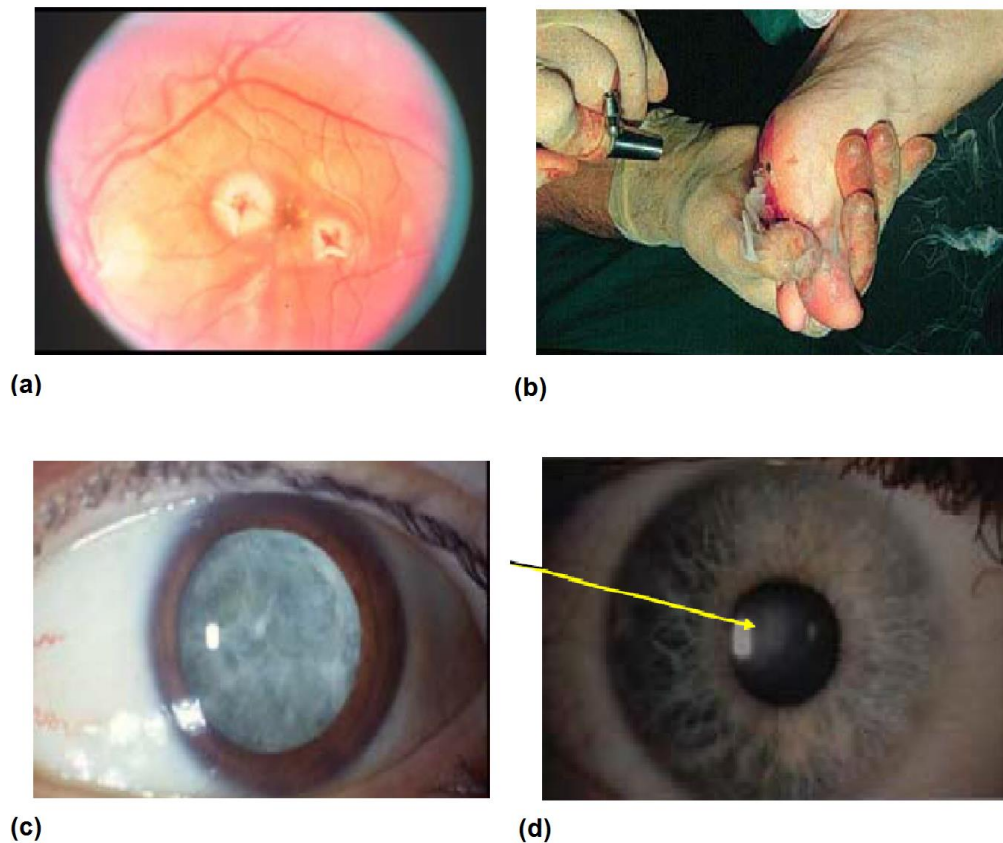


Figure C-1: Exemples des risques ou d'effets thermiques encourus lors de la manipulation d'un laser dans le proche infrarouge. (a) Lésions engendrées par un laser au niveau de la rétine, lors d'un accident avec un télémètre. (b) Résection d'une verrue plantaire avec un laser à CO₂ ($\lambda = 10 \mu\text{m}$) mais les mêmes types d'effets peuvent être obtenus à une longueur d'onde YAG @1 μm . (c) Cataracte et (d) voile sub-épithélial induit par une exposition chronique à des rayonnements UV ou des infrarouges. Ces images sont tirées de [2].

Règlementation

Ce qui suit dans cette partie a été essentiellement tiré de deux références [3,4]. Afin d'assurer la sécurité des patients (dans le cas d'un système optique clinique) ou de l'utilisateur plus généralement, il convient d'avoir des normes de protection en ce qui concerne l'utilisation des lasers. La norme appliquée en Europe est la norme européenne NF EN 60825-1 « sécurité des appareils à laser, classification des matériels, prescription et guide de l'utilisateur » écrite par l'AFNOR (Association Française de NORmalisation). Cette norme est à la base des programmes de mise en application de la sécurité laser en industrie, médecine et en recherche. Elle est référencée en France par les Ministères du travail, de la santé et les Caisses Primaires d'Assurance Maladie.

Plus concrètement, il existe une limite : l'EMP (Exposition Maximale Permise) qui donne la fluence ou la puissance maximale du rayonnement laser auquel les personnes peuvent être exposées au niveau de la peau ou de la cornée sans subir de dommage immédiat ou à long terme. Cette exposition maximale permise est établie à partir des valeurs limites de densité d'énergie ou de puissance surfacique à admettre au niveau de la cornée et de la peau. Ces valeurs ont été obtenues en appliquant à l'homme, les résultats d'EMP obtenus sur des animaux. Dans tous les cas, quelque soit la manipulation effectuée avec le faisceau laser (réglage, maintenance,...), l'exposition au rayonnement laser doit toujours être faite au niveau le plus faible possible, pour être toujours à un niveau inférieur à celui donné par les EMP. Le niveau d'EMP concernant la peau, dans le cas d'un laser continu, est représenté, pour $700\text{ nm} < \lambda < 1400\text{ nm}$ par [4] :

$$\begin{aligned} EMP_{\text{peau}}(\lambda) &= 2000C_4(\lambda) \\ C_4(\lambda) &= \min(10^{0.002(\lambda-700)}, 5) \end{aligned} \tag{C-1}$$

Dans cette expression, $EMP_{\text{peau}}(\lambda)$ est un éclairement exprimé en $W.m^{-2}$ qui dépend de la longueur d'onde λ exprimée en nanomètres (la dangerosité du faisceau dépend de la longueur d'onde). $C_4(\lambda)$ est un coefficient exprimant cette dépendance à la longueur d'onde. Nous avons alors :

- Pour un laser @1064 nm :
 $C_4(\lambda = 1064) = 5$ et $EMP_{\text{peau}}(1064) = 10^4 W.m^{-2} = 1 W.cm^{-2}$. Ceci correspond pour un faisceau laser circulaire et collimaté de 1 mm de waist à une puissance maximale $P_{\text{peau}} = 30 mW$.
- Pour un laser @800 nm :
 $C_4(\lambda = 800) = 1,6$ et $EMP_{\text{peau}}(800) = 3,3.10^3 W.m^{-2} = 0,32 W.cm^{-2}$. Ceci correspond pour un faisceau laser circulaire et collimaté de 1 mm de waist à une puissance maximale $P_{\text{peau}} = 10 mW$.

En ce qui concerne la cornée, l'éclairement maximal $EMP_{\text{cornée}}(t, \lambda)$ dépend à la fois de la durée d'exposition et de la longueur d'onde λ . Le Tableau 1 tiré des normes [3] précise les

différentes valeurs de l'éclairement $EMP_{cornée}(t, \lambda)$ ou de la Fluence Maximale Permise $FMP_{cornée}(t, \lambda)$ en fonction des différents paramètres. Dans notre cas, on a une durée d'exposition (durée de l'examen) t comprise entre 10 et 10^3 secondes on a donc :

- Pour un laser @1064 nm : la limite donnée est une fluence exprimée en $J.m^{-2}$:

$$FMP_{cornée}(\lambda = 1064, t) = 90t^{0.75} \quad (C-2)$$

L' $EMP_{cornée}(t)$ est donc simplement obtenue en divisant la fluence [Eq. (C-2)] par le temps de l'examen; on a alors un éclairement maximum permis $EMP_{cornée}(t)$, exprimé en $W.m^{-2}$ représenté par :

$$EMP_{cornée}(\lambda = 1064, t) = \frac{90}{t^{0.25}} \quad (C-3)$$

Dans ce cas, on a donc un $EMP_{cornée}$ compris entre $EMP_{cornée}(t > 1000 s) = 16 W.m^{-2}$ et $EMP_{cornée}(t = 10 s) = 50 W.m^{-2}$. Si le laser est collimaté avec un waist de $1 mm$, ceci représente une puissance maximale admissible $P_{cornée}$ située entre $P_{cornée}(t > 1000 s) = 50 \mu W$ et $P_{cornée}(t = 10 s) = 160 \mu W$.

Durée d'exposition t(s)	< 10 ⁻⁹	10 ⁻⁹ à 10 ⁻⁷	10 ⁻⁷ à 10 ⁻⁵	10 ⁻⁵ à 1,8.10 ⁻⁵	1,8.10 ⁻⁵ à 5.10 ⁻⁵	5.10 ⁻⁵ à 10	10 à 10 ³	10 ³ à 10 ⁴	10 ⁴ à 3.10 ⁴
Longueur d'onde (nm)									
180 à 302,5	3.10 ¹⁰ W.m ⁻²	30 J.m ⁻²							
302,5 à 315		C1 J.m ⁻² si t < T1		C2 J.m ⁻² si t > T1		C2 J.m ⁻²			
315 à 400		C1 J.m ⁻²				10 ⁴ J.m ⁻²		10 W.m ⁻²	
400 à 550	10 ¹¹ W.m ⁻²	5.10 ⁻³ J.m ⁻²		18 t ^{0.75} J.m ⁻²		100 J.m ⁻²		10 ⁻² W.m ⁻²	
550 à 700						18 t ^{0.75} J.m ⁻² si t < T2		C3.10 ² J.m ⁻² si t > T2	
700 à 1050	10 ¹¹ .C4 W.m ⁻²	5.C4.10 ⁻³ J.m ⁻²		18 t ^{0.75} .C4 J.m ⁻²		3,2.C4 W.m ⁻²			
1050 à 1400	5.10 ¹¹ W.m ⁻²	5.10 ⁻² J.m ⁻²			90.t ^{0.75} J.m ⁻²		16.W.m ⁻²		
1400 à 1530	10 ¹¹ W.m ⁻²	100 J.m ⁻²	5600.t ^{0.25} J.m ⁻²				1000 W.m ⁻²		
1530 à 1550		1.10 ⁴ J.m ⁻²		5600.t ^{0.25} J.m ⁻²					
1550 à 10 ⁶		100 J.m ⁻²	5600.t ^{0.25} J.m ⁻²						
	C1=5,6.10 ³ .t ^{0.25}	C2=10 ^{0.2} (λ-295)	C3=10 ^{0.015} (λ-550)	C4=10 ^{(λ-700)/500}		T2=10.10 ^{0.02} (λ-550) _s		T1=10 ^{0.8} (λ-295).10 ⁻¹⁵ s	

Tableau 1 : Valeur des éclairissements $EMP_{cornée}$ ou de fluences $FMP_{cornée}$ maximales permises au niveau de l'œil données dans la norme NF EN 60825-1/A2, tableau tiré de la référence [3]. Ces valeurs dépendent de la longueur d'onde et de la durée du pulse/de l'expérience t .

- Pour un laser @800 nm, de même que pour la longueur d'onde précédente, la limite est donnée en fluence exprimée en $J.m^{-2}$:

$$FMP_{cornée}(\lambda = 800, t) = 18C_4(\lambda = 800)t^{0.75} \quad (C-4)$$

On a alors un éclairement maximum permis, $EMP_{cornée}(\lambda = 800, t)$ exprimé en $W.m^{-2}$ donné par :

$$EMP_{cornée}(\lambda = 800, t) = \frac{18C_4(\lambda = 800)}{t^{0.25}} \quad (C-5)$$

Dans ce cas, on a donc un $EMP_{cornée}$ compris entre $EMP_{cornée}(t > 1000 s) = 5 W.m^{-2}$ et $EMP_{cornée}(t = 10 s) = 16 W.m^{-2}$. Si le laser est collimaté avec un waist de 1 mm, ceci représente une puissance maximale admissible $P_{cornée}$, située entre $P_{cornée}(t > 1000 s) = 16 \mu W$ et $P_{cornée}(t = 10 s) = 50 \mu W$.

En pratique, on constate donc, ce qui était prévisible, que les normes oculaires sont beaucoup plus contraignantes que les normes épidermiques. On remarque aussi que les normes oculaires sont légèrement plus contraignantes à $\lambda = 800 nm$ qu'à $\lambda = 1064 nm$.

2) Normes acoustiques

Cette partie est tirée quasiment exclusivement de la thèse de M. Lesaffre [4] qui résume très bien l'état des normes acoustiques.

Risques

La propagation de l'onde acoustique dans le milieu peut s'accompagner de plusieurs phénomènes : un échauffement thermique, des phénomènes de cavitation acoustique et des forces de radiation acoustique [5]. Ces effets impliquent tous des effets mécaniques ou biochimiques qui peuvent potentiellement causer des dommages physiologiques :

- **L'échauffement thermique** : A la traversée du milieu, l'onde acoustique perd de son énergie notamment par visco-élasticité. La pression acoustique instantanée $P_{US}(z)$ est liée à l'intensité acoustique instantanée par la relation :

$$I_{US} = \frac{P_{US}^2}{Z} \quad (C-6)$$

$$Z = \rho c$$

Dans cette relation Z désigne l'impédance acoustique du milieu qui est le produit de sa masse volumique ρ et de la célérité c de l'onde acoustique à travers lui. De plus, la pression et l'intensité acoustique décroissent de façon exponentielle lors de la propagation dans le milieu, selon :

$$P_{US}(z) = P_{US,0} \exp(-\alpha z)$$

$$I_{US}(z) = I_{US,0} \exp(-2\alpha z) \quad (C-7)$$

où α est le coefficient d'absorption acoustique en amplitude, $P_{US,0}$ et $I_{US,0}$ les amplitudes efficaces de la pression acoustique et de l'intensité acoustique en entrée du milieu. Dans la fenêtre spectrale qui nous intéresse, α croît linéairement avec la fréquence porteuse acoustique : $\alpha = \alpha_v \nu$. Le coefficient α_v dépend fortement de la nature du milieu traversé : les os présentent l'absorption la plus forte, les fluides la moins forte, et les tissus mous des valeurs intermédiaires. Cette énergie est en partie convertie en énergie thermique, impliquant une augmentation de la température du milieu. Des Eq. (C-6) et (C-7) on en déduit l'échauffement local ΔT_{US} au niveau du waist acoustique en $z = 0$ (cas adiabatique aux temps courts) :

$$\Delta T_{US} = \frac{\partial I_{US}}{\partial z}(z=0) \frac{t}{C} = \frac{2\alpha I_{US,0} t}{C} = \frac{2\alpha_v \nu P_{US,0}^2 t}{ZC} \quad (C-8)$$

où I_{US} est l'intensité acoustique, C la capacité calorifique spécifique du milieu et t le temps d'émission. L'échauffement final dépend donc de l'onde acoustique via sa fréquence et son intensité, mais aussi du tissu, via son coefficient d'absorption α_v , sa capacité thermique et son impédance acoustique. Dans le cas où la durée de la sonification est suffisamment longue, on n'est bien sûr plus adiabatique et l'Eq. (C-8) n'est donc plus

valable. L'échauffement ΔT_{US} va alors se stabiliser à une valeur dépendant de la conductivité thermique du tissu.

- **La cavitation acoustique :**

Le terme de cavitation acoustique fait référence à plusieurs phénomènes [6]. La cavitation, dite stable, renvoie à l'oscillation volumique d'une bulle de gaz préexistante. La bulle suit en fait les variations de pression acoustique lorsque celle-ci demeure relativement faible. Pour une surpression élevée, l'oscillation de la bulle peut devenir instable et la bulle peut s'effondrer sur elle-même à cause de l'inertie du milieu liquide environnant. A ce titre, cette cavitation est appelée inertielle, au contraire de la précédente qui est dénommée non-inertielle. Enfin la cavitation acoustique désigne aussi l'apparition d'une bulle de gaz, lorsque la dépression acoustique devient inférieure à la pression de vapeur saturante. Ces phénomènes de cavitation induisent plusieurs effets sur leur environnement proche, aussi bien des effets mécaniques que des effets biochimiques. L'effet mécanique consiste en la mise en mouvement du milieu environnant, qui est important pour une cavitation inertielle. Un effet thermique survient également pour cette même cavitation. La compression très rapide de la bulle se fait, en effet, de façon quasi adiabatique et implique une augmentation importante de la température dans la bulle (la température dans la bulle est tellement élevée dans certaines conditions qu'il peut se produire une émission de lumière visible : c'est le phénomène de sonoluminescence). Cette hausse brutale de la température peut alors s'accompagner localement d'effets biochimiques.

- **Les pressions de radiation acoustique**

Le terme de forces de pression de radiation [7] renvoie aussi bien à la force surfacique qu'exerce l'onde acoustique sur une rupture d'impédance, qu'à la force volumique provenant de non linéarités de propagation. Ces forces de radiation sont à l'origine de contraintes de cisaillement qui peuvent se propager dans le milieu.

Règlementation

Les normes acoustiques biomédicales reposent en partie sur le standard IEC-60601-2-37 [8]. Ce standard ne donne cependant aucune limitation concernant les puissances acoustiques émises ou les taux d'exposition correspondants. Il s'appuie en fait sur la responsabilisation de l'utilisateur en lui proposant des indices de mesure, avec lesquels il peut juger le niveau de

risque sanitaire. En Europe, cette réglementation est assurée entre autres par la Medical Devices Directive (MMD). Les instituts nationaux réglementent également les conditions d'utilisation des instrumentations. Mais dans les deux cas, aucune directive quantitative sur les niveaux de puissance et d'énergie ultrasonore tolérée n'existe. Aux États-Unis, cette réglementation est prise en charge par la Food and Drug Administration (FDA). Cette institution a émis des directives bien explicites à travers la réglementation 510k [9]. C'est donc sur cette réglementation que nous allons nous appuyer. Ces réglementations concernent essentiellement les risques liés à l'échauffement thermique et aux phénomènes de cavitation :

- **Dispositions de lutte contre l'échauffement thermique :**

L'indicateur correspondant à l'échauffement thermique est l'indice de température, TI (pour Thermal Index) [10], qui est défini par :

$$TI = \frac{I_{US,0}}{I_{US,0,deg}} \quad (C-9)$$

Dans cette expression, $I_{US,0,deg}$ est l'intensité (en $W.cm^{-2}$) nécessaire pour échauffer le milieu de $1^{\circ}C$ en un lieu donné de la colonne ultrasonore. Cette valeur dépend de nombreux paramètres, tels que la capacité calorifique C du milieu, sa conductivité thermique, son absorption α_v (dans le cas des tissus mous qui nous intéressent le plus, on a [11] $\alpha_v = 0,44 dB.cm^{-1}.MHz$); et elle dépend aussi de la fréquence ν de l'onde acoustique. En pratique, une simulation doit être faite ou des tables doivent être consultées. En ce qui concerne l'échauffement thermique, les normes sont reliées aux puissances moyennes reçues par le milieu :

$$\begin{aligned} TI &< TI_{lim} = 6 \\ I_{US,0} &< I_{US,0,lim} = 720 mW.cm^{-2} \end{aligned} \quad (C-10)$$

La première condition sous entend donc que l'augmentation de la température soit inférieure à $6^{\circ}C$. Il est délicat d'évaluer cette condition mais elle est en général facile à respecter par rapport à la condition n°2. Cette dernière est, elle aussi, liée à une limitation de l'échauffement car elle fixe l'intensité acoustique moyenne. Dans le cas d'un tissu vivant, donc, on peut assimiler l'impédance à de l'eau ($Z_{eau} = 1,5 MRayleigh$), l'Eq. (C-6) et (C-10) nous donnent une limitation en pression :

$$P_{US,0} < P_{US,0,lim} = \sqrt{I_{US,0,lim} Z_{eau}} = \sqrt{7200W.m^{-2} \cdot 1,5 \cdot 10^6 R} \approx 10^5 Pa = 0,1 MPa \quad (C-11)$$

- **La cavitation acoustique :**

Dans le cas de la lutte contre la cavitation acoustique, c'est plutôt la puissance crête $P_{US,0,max}$ ou (l'intensité acoustique $I_{US,0,max}$) qui doit être limitée afin que la pression acoustique ne soit jamais sous la pression de vapeur saturante de l'eau (en régime non continu, la puissance moyenne est en effet différente de la puissance crête). Là encore, il y a deux recommandations qui sont les suivantes :

$$\begin{aligned} I_{US,0,max} < I_{US,0,max,lim} &= 190W.cm^{-2} \\ MI = \frac{P_{US,0,max} (MHz)}{\sqrt{\nu}} < MI_{max} &= 1,9 \end{aligned} \quad (C-12)$$

Dans cette expression, MI désigne un Mechanical Index introduit dans [12] ; comme son nom l'indique, il est bien lié à des effets mécaniques de cavitation liés à la puissance acoustique instantanée. La première condition de l'Eq. (C-12) traduite en pression acoustique donne $P_{US,0,max} < P_{US,0,max,lim} = 1,7MPa$ (même calcul que pour l'Eq. (C-11)); cette pression est bien supérieure à $P_{US,0,lim}$. Cela démontre bien l'intérêt que l'on peut avoir à travailler en régime impulsif plutôt que continu avec les ondes acoustiques, en milieu clinique.

Pour finir, la deuxième condition, pour $\nu = 2,25 MHz$ (fréquence du transducteur acoustique utilisé dans cette thèse) donne $P_{US,0,max} = 1,9 / \sqrt{2,25 MHz} = 2,8 MPa$; elle est donc moins contraignante que la condition précédente en ce qui nous concerne.

ANNEXE D : POMPAGE OPTIQUE, EQUATION DES POPULATIONS

Nous nous intéressons ici à l'évolution temporelle de l'inversion de population. Pour cela nous décrivons les deux principaux types de milieux à gain utilisés pour les lasers : les systèmes à trois niveaux et les systèmes à quatre niveaux.

1) Système à trois niveaux

Nous considérons donc d'abord le laser à trois niveaux décrit dans la [Figure D-1] :

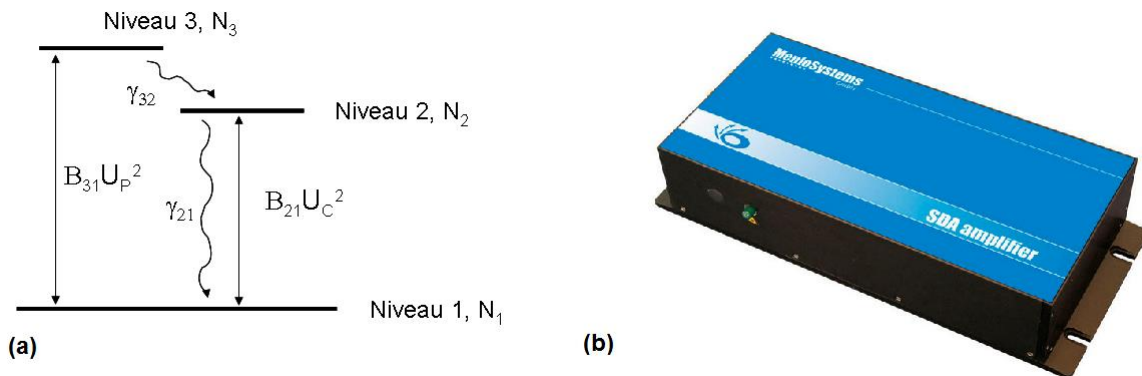


Figure D-1: Milieu amplificateur laser à trois niveaux. (a) description quantique du système : on distingue trois niveaux peuplé chacun avec des populations N_1 , N_2 et N_3 , la transition laser se faisant entre les niveaux 1 et 2 et le pompage entre les niveaux 1 et 3. B_{31} et B_{21} désignent les coefficients d'Einstein des transitions 1-3 et 1-2 respectivement. γ_{32} et γ_{21} désignent les coefficients d'émission spontanée respectivement de 3 vers 2 et de 2 vers 1. Pour finir U_C et U_P représentent respectivement les champs électriques dans la cavité laser et du pompage. (b) Exemple d'utilisateur de cette transition : l'amplificateur erbium avec $\lambda \approx 1,5 \mu\text{m}$ très utilisé dans le domaine des télécommunications.

Pour ce laser, on suppose que la désexcitation du niveau le plus haut est très importante : $\gamma_{32} \gg \gamma_{21}, B_{31}U_P^2, B_{21}U_C^2$ et que l'intensité de la pompe U_P est constante. Il s'ensuit que l'on a $N_3 \approx 0$, d'où les équations des populations simplifiées suivantes :

$$\begin{aligned} \frac{dN_1}{dt} &= -N_1 B_{31} U_P^2 + \gamma_{21} N_2 + (N_2 - N_1) B_{21} U_C^2 \\ \frac{dN_2}{dt} &= N_1 B_{31} U_P^2 - \gamma_{21} N_2 - (N_2 - N_1) B_{21} U_C^2 \\ N_1 + N_2 &= N_{tot} \end{aligned} \tag{D-1}$$

On note $N = N_2 - N_1$, l'inversion de population et $N_{tot} \approx N_1 + N_2$, la densité volumique d'atomes dans le milieu à gain. Pour simplifier, on suppose que l'intensité du laser est nulle (pas de cavité, $U_c = 0$). L'Eq. (D-1) devient alors (soustraction de la deuxième et de la première expression) :

$$\begin{aligned}\frac{dN}{dt} &= 2N_1 B_{31} U_P^2 - 2\gamma_{21} N_2 \\ N_1 &= \frac{N_{tot} - N}{2} \\ N_2 &= \frac{N_{tot} + N}{2}\end{aligned}\tag{D-2}$$

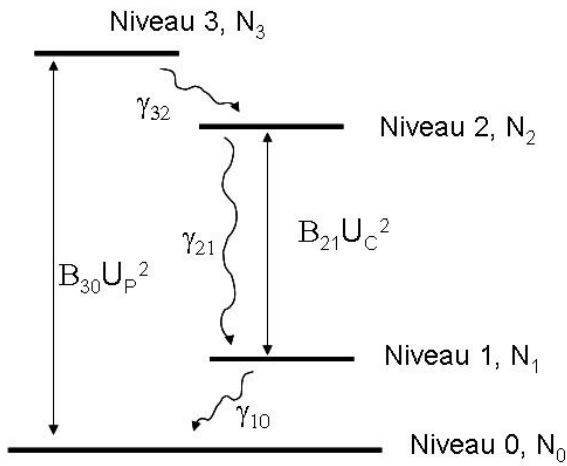
En combinant les deux expressions de l'Eq. (D-3) peut se mettre finalement sous la forme :

$$\begin{aligned}\frac{dN}{dt} &= \gamma_1 (N_0 - N) \\ N_0 &= \frac{B_{31} U_P^2 - \gamma_{21}}{B_{31} U_P^2 + \gamma_{21}} N_{tot} \\ \gamma_1 &= \frac{2B_{31} U_P^2}{N_0 + N_{tot}} N_{tot} = \frac{2B_{31} U_P^2}{\frac{B_{31} U_P^2 - \gamma_{21}}{B_{31} U_P^2 + \gamma_{21}} + 1} = \gamma_{21} + B_{31} U_P^2\end{aligned}\tag{D-3}$$

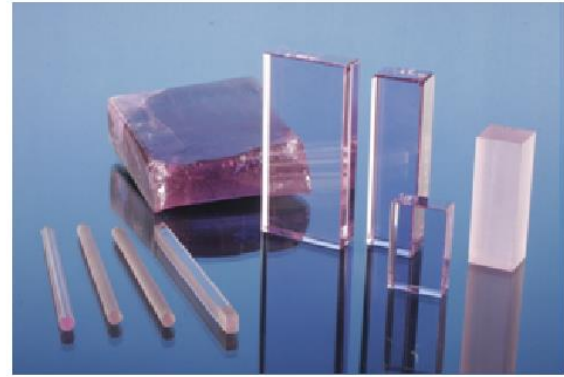
En l'absence d'intensité laser, nous avons donc un comportement exponentiel de l'inversion de population avec un temps de vie $\tau_1 = 1/\gamma_1$ lié à la puissance de pompe et aux paramètres du milieu.

2) Système à quatre niveaux

Nous décrivons maintenant le laser à quatre niveaux décrit dans la [Figure D-2] :



(a)



(b)

Figure D-2: Milieu amplificateur laser à quatre niveaux. (a) description quantique du système : on distingue quatre niveaux peuplé chacun avec des populations N_0 , N_1 , N_2 et N_3 . La transition laser se faisant entre les niveaux 2 et 3 et le pompage entre les niveaux 1 et 4. B_{21} et B_{30} désignent les sections efficaces d'absorption-émission stimulée des transitions 1-2 (laser) et 0-3 (pompage) respectivement. γ_{32} , γ_{21} et γ_{10} désignent les coefficients d'émission spontanée respectivement de 3 vers 2, de 2 vers 1 et de 1 vers 0. Pour finir, U_C et U_P représentent respectivement les champs électriques dans la cavité laser et de pompage. (b) Cristaux d'amplification 4 niveaux : le Néodyme : YAG @ $\lambda = 1064$ nm utilisé pour le LOFI dans cette thèse.

Pour ce laser on suppose que les désexcitations du niveau 3 vers 2 et de 1 vers 0 sont très importantes : $\gamma_{32}, \gamma_{10} \gg \gamma_{21}, B_{30}U_P^2, B_{21}U_C^2$ et que l'intensité de la pompe U_P^2 est constante. Il s'ensuit que l'on a $N_1 \approx 0$ et $N_3 \approx 0$, d'où les équations des populations simplifiées suivantes :

$$\begin{aligned} \frac{dN_0}{dt} &= -N_0 B_{30} U_P^2 + \gamma_{21} N_2 + N_2 B_{21} U_C^2 \\ \frac{dN_2}{dt} &= N_0 B_{30} U_P^2 - \gamma_{21} N_2 - N_2 B_{21} U_C^2 \\ N_0 + N_2 &\approx N_{tot} \end{aligned} \quad (D-4)$$

Dans le cas d'un tel laser, comme le niveau du bas de la transition laser n'est jamais occupé, l'inversion de population N est simplement égale à N_2 . Pour simplifier, on suppose aussi que l'intensité du laser est nulle (pas de cavité, $U_C = 0$), l'Eq. (D-4) se reformule alors en :

$$\begin{aligned}
\frac{dN}{dt} &= \frac{dN_2}{dt} = B_{30}U_P^2 N_{tot} - (B_{30}U_P^2 + \gamma_{21})N = \gamma_1(N_0 - N) \\
N_0 &= \frac{B_{30}U_P^2}{B_{30}U_P^2 + \gamma_{21}} N_{tot} \\
\gamma_1 &= \frac{B_{30}U_P^2}{N_0} N_{tot} = B_{30}U_P^2 + \gamma_{21}
\end{aligned}
\tag{D-5}$$

Là encore, nous retrouvons bien, avec les approximations décrites ci-dessus, un comportement exponentiel de l'inversion de population, avec un temps de vie lié à la puissance de pompe et aux paramètres du milieu.

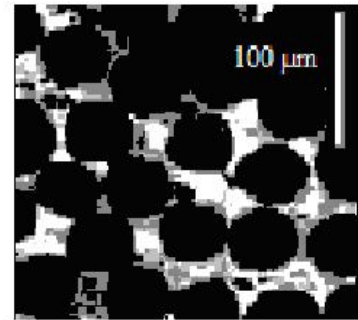
La différence majeure avec le laser à trois niveaux provient de l'absence de seuil de pompage pour avoir une inversion de population et donc un gain. Ceci est lié au fait que le niveau bas de la transition laser est toujours dépeuplé.

ANNEXE E : SUR LES PROPRIETES DE LA CIBLE UTILISEE DANS NOS EXPERIENCES

Dans cette partie nous décrivons la cible que nous avons utilisée tout le long de cette thèse, à savoir du tissu réflecteur que l'on trouve par exemple sur les gilets jaunes des cyclistes [Figure E-1]. Ce tissu est constitué de petites billes de silice de $50 \mu\text{m}$ de diamètre collées sur un tissu réflecteur.



(a)



(b)

Figure E-1: Cible utilisée dans la thèse. (a) Gilet jaune de prévention routière : on note les bandes blanches catadioptriques. (b) Bandes blanches vues au microscope plein champ classique $\times 10$ (ouverture 0,25) ; on note la présence de billes de silice de $50 \mu\text{m}$ de diamètre.

Cette cible possède un double intérêt pour notre étude du microscope LOFI : tout d'abord, il est clair que les billes de silice réfléchissent la lumière en amplitude et en phase, de la même manière, quel que soit l'angle avec lequel on les éclaire (symétrie du problème par rapport au centre de la bille). Tout se passe donc comme si les réflexions se faisaient toutes à partir du centre de la bille : celle-ci se comporte donc comme un Dirac, lorsque celle-ci est scannée par le LOFI. Ceci est très pratique pour l'étude de la résolution de notre dispositif car nous avons ainsi directement accès à la fonction d'étalement du point, *i.e.* la PSF (Point Spread Function). Le deuxième intérêt de cette cible [Figure E-1] réside dans ses propriétés catadioptriques (c'est pour cela qu'il est utilisé en prévention routière). Comme nous allons le voir : le signal est en majorité renvoyé vers l'arrière, ce qui donne un fort signal en LOFI. En effet, en

pénétrant dans une bille, la lumière va se réfracter à la première interface air-verre, se focaliser et se réfléchir sur la deuxième interface et suivre le chemin inverse [Figure E-2].

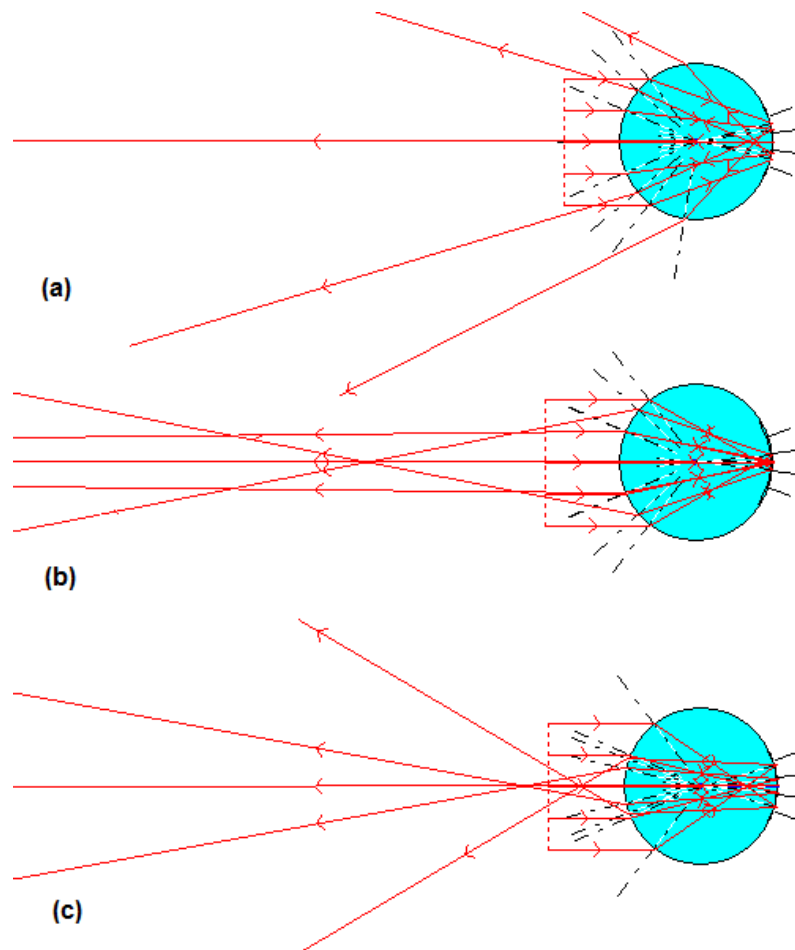


Figure E-2: Simulation de la réflexion d'une onde plane sur des billes de 50 µm de diamètre et d'indices différents. (a) indice de la silice fondue ($n = n_{\text{silice}} \approx 1,45$). (b) bille d'indice $n = n_{\text{opt}} = 2$ et (c) bille d'indice $n = 2,5$. Simulations de propagation de rayons géométriques réalisées avec le logiciel OptGeo [13].

Afin de maximiser cet effet catadioptrique, l'image d'un objet à l'infini, à travers le dioptré sphérique d'entrée de la bille, doit se trouver exactement sur la deuxième interface de la bille [Figure E-2]. Ainsi, si l'on considère uniquement les rayons paraxiaux, la relation de conjugaison à l'entrée d'un dioptré sphérique donne :

$$\frac{n_{\text{opt}}}{2R_{\text{opt}}} = \frac{n_{\text{opt}} - 1}{R_{\text{opt}}} \Rightarrow \frac{n_{\text{opt}}}{2} = n_{\text{opt}} - 1 \Rightarrow n_{\text{opt}} = 2 \quad (\text{E-1})$$

Dans cette expression, n_{opt} et R_{opt} désignent respectivement l'indice de réfraction et le rayon idéal de la bille pour lequel il y a réflexion parfaite vers l'arrière. Sur la [Figure E-2], on

constate que l'on a effectivement un système catadioptrique uniquement pour $n = n_{opt} = 2$ et ce, quelle que soit la taille de la bille qui est donc sans importance. Nous remarquons sur la [Figure E-2(a)] que, dans le cas des billes en silice utilisées dans notre expérience, nous avons une rétro-réflexion vers l'arrière autour d'un demi-angle de l'ordre de 30° . Ainsi, notre objet, tout en renvoyant la lumière globalement vers l'arrière (ce qui est l'effet recherché), possède un caractère assez diffusant et peut donc être traité comme tel dans les calculs de photométrie.

ANNEXE F : METRIQUE POUR REFOCALISATION ET COMPENSATION D'ABERRATIONS

Nous donnons ici plus de précisions sur la métrique utilisée dans les chapitres 2 et 3 nous permettant de trouver le meilleur plan de focalisation numérique. Cette métrique a été introduite par Dubois *et al.* en 2006 [14] et s'est révélée très efficace pour nos problématiques, autant pour la correction de la défocalisation, que pour celle des aberrations concernant les images holographiques. Il nous a donc semblé important de développer un peu ce point. Dans un premier temps, nous rappelons quelques résultats basiques utiles à la compréhension de la métrique, pour ensuite la développer.

1) Rappels sur la propagation d'un front d'onde et les métriques invariantes

Plus précisément, lorsque nous manipulons une image holographique de deux dimensions, nous disposons d'un champ électrique complexe dans un plan $z = d$, donné par $U(x_i, y_j, z = d)$ (on le note $\tilde{U}(\mu_i, \nu_j, z = d)$ dans l'espace de Fourier); les indices i et j représentant le numéro des pixels dans les deux directions. Afin de passer d'un plan $z = d$ à un autre plan $z = d'$ (modification numérique du focus), il suffit de multiplier ce champ électrique par la fonction de transfert de l'espace libre $\tilde{H}(\mu_i, \nu_j, z = d')$:

$$\begin{aligned} \tilde{U}(\mu_i, \nu_j, z = d') &= \tilde{H}(\mu_i, \nu_j, \Delta z = d' - d) \tilde{U}(\mu_i, \nu_j, z = d) \\ \tilde{H}(\mu_i, \nu_j, \Delta z = d' - d) &= \exp \left(j \frac{2\pi \Delta z \sqrt{1 - \lambda^2 \mu_i^2 - \lambda^2 \nu_j^2}}{\lambda} \right) \end{aligned} \quad (\text{F-1})$$

Dans cette expression, Δz représente l'écart entre les deux plans de focalisation et λ la longueur d'onde. L'utilisation du théorème de Parseval (conservation de l'énergie, *i.e.* conservation du module carré du champ, dans l'espace de Fourier et dans l'espace direct) et de l'Eq. (F-1) nous amène à :

$$\begin{aligned}
\sum_{i,j} |U(x_i, y_j, z = d')|^2 &= \sum_{i,j} \left| \tilde{U}(\mu_i, \nu_j, z = d') \right|^2 \\
&= \sum_{i,j} \left| \tilde{U}(\mu_i, \nu_j, z = d) \right|^2 = \sum_{i,j} |U(x_i, y_j, z = d)|^2
\end{aligned} \tag{F-2}$$

Ce résultat indique simplement que, lors de la propagation dans l'espace libre, l'énergie (*i.e.* le module carré du champ) se conserve. L'énergie est donc une métrique invariante. Ce résultat reste également valable lorsque l'on rajoute ou élimine des aberrations. En effet, aussi bien dans le cas de la défocalisation que dans le cas des aberrations d'ordres supérieurs, ce qui fait l'invariance de l'énergie, c'est le fait que l'on multiplie le front d'onde par une fonction de phase (*i.e.* de module unitaire) dans l'espace de Fourier. Il est également possible de déduire facilement une autre métrique invariante en appliquant ce résultat à un autre champ électrique du type : $U(x_i, y_j, z = d) + A$, où A est un nombre complexe donné. Nous avons alors :

$$\begin{aligned}
&\sum_{i,j} |U(x_i, y_j, z = d) + A|^2 \\
&= \sum_{i,j} |U(x_i, y_j, z = d)|^2 + \sum_{i,j} |A|^2 + \sum_{i,j} [U(x_i, y_j, z = d)A^* + U^*(x_i, y_j, z = d)A]
\end{aligned} \tag{F-3}$$

L'Eq. (F-2) devient alors :

$$\sum_{i,j} [U(x_i, y_j, z = d')A^* + U^*(x_i, y_j, z = d')A] = \sum_{i,j} [U(x_i, y_j, z = d)A^* + U^*(x_i, y_j, z = d)A] \tag{F-4}$$

En prenant A réel pur, nous en déduisons l'invariance de $\text{Re} \left(\sum_{i,j} U(x_i, y_j, z) \right)$ avec z (Re désigne la partie réelle). De même en prenant A imaginaire pur, nous obtenons le même résultat pour la partie imaginaire. Il s'ensuit que $\sum_{i,j} U(x_i, y_j, z)$ est un invariant ne dépendant pas de z au même titre que $\sum_{i,j} |U(x_i, y_j, z)|^2$, même si sa signification physique est moins évidente. En fait, $\sum_{i,j} U(x_i, y_j, z)$ est égal à $\tilde{U}(\mu_i = 0, \nu_j = 0, z)$ qui représente l'onde plane à

fréquence spatiale nulle, qui se propage selon z . Il est donc clair que cette onde est invariante selon z et donc que $\sum_{i,j} U(x_i, y_j, z)$ ne dépend pas de z .

2) Métrique d'optimisation de l'image finale

L'inégalité triangulaire donne :

$$\left| \sum_{i,j} U(x_i, y_j, z) \right| \leq \sum_{i,j} |U(x_i, y_j, z)| \quad (\text{F-5})$$

Dans cette expression, l'égalité est atteinte, dans le cas où $U(x_i, y_j, z)$ possède une phase constante, ce qui revient à être dans le meilleur plan de mise au point. Nous avons vu que le terme de gauche de l'Eq. (F-5) ne dépend ni du plan de mise au point ni des aberrations; il est donc possible d'optimiser l'image en minimisant tout simplement la métrique $\sum_{i,j} |U(x_i, y_j, z)|$. Minimiser ce terme revient en fait à minimiser les variations de phase dans

l'image et permet donc de corriger autant la défocalisation que les aberrations [Figure F-1].

Il est intéressant de préciser que dans son article [14], Dubois a également montré que, si l'objet est un objet de phase pure, le critère s'inverse : il faut maximiser $\sum_{i,j} |U(x_i, y_j, z)|$.

Cependant nous ne développons pas ce point ici car il ne nous concerne pas pour l'imagerie LOFI où le contraste vient de la rétro-réflexion.

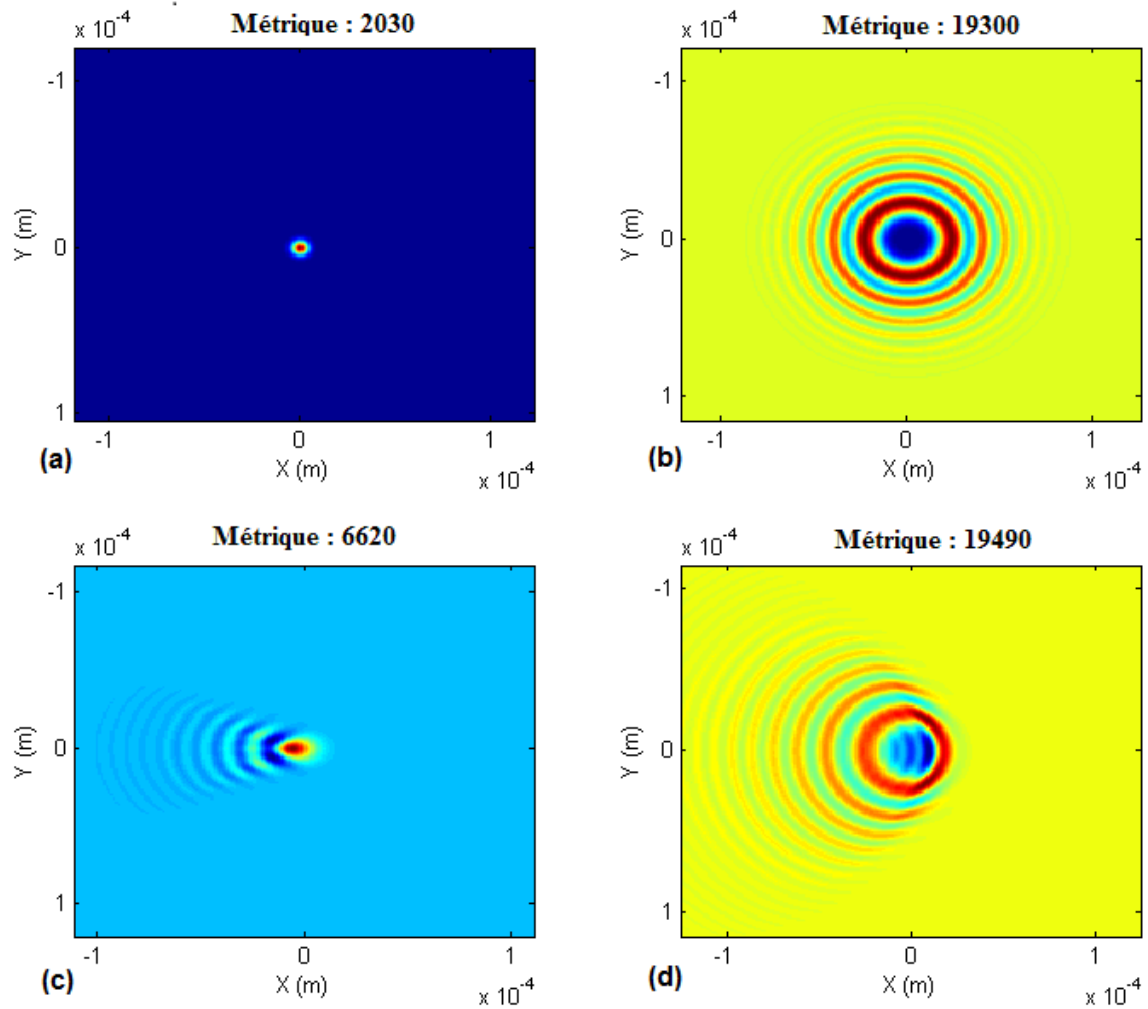


Figure F-1: Partie réelle d'un front d'onde issu d'un objet ponctuel (waist $r = 6 \mu\text{m}$). (a) Dans le meilleur plan de mise au point. (b) Défocalisé sur une distance 1 mm. (c) Dans le meilleur plan de mise au point mais avec de la coma. (d) Avec de la coma et de la défocalisation (toujours sur 1 mm). Nous notons le défilement des franges dans le cas (b), (c) et (d) associé à une augmentation de la métrique d'optimisation (somme des valeurs absolues des pixels en haut de chaque image), la borne inférieure étant égale à (valeur absolue de la somme des amplitudes complexes).

REFERENCES

1. O. Français, *Détection Synchrone*, cours ESIEE Noisy-Le-Grand (2003).
http://www.esiee.fr/~francaio/enseignement/dsynch/I4_dsync.pdf
2. D. Courant, *Sécurité dans l'utilisation des lasers*, Formation Sécurité Laser Commissariat à l'Energie Atomique, Direction des Sciences du Vivant (2009).
<http://www.dr2.cnrs.fr/IMG/pdf/RisqLaser-1.pdf>
3. M. Lelek, *Sécurité laser*, Cours en ligne de l'Université du Maine (2008).
http://www.optique-ingenieur.org/fr/cours/OPI_fr_M01_C02/co/Grain_OPI_fr_M01_G02_4.html
4. M. Lesaffre, *Imagerie acousto-optique de milieux diffusants épais par détection photoréfractive*, Thèse Optique physique expérimentale, ESPCI ParisTech (Institut Langevin) / ENS (Laboratoire Kastler Brossel) (2009). http://hal-espci.archives-ouvertes.fr/docs/00/55/66/64/PDF/Max_Lesaffre_-_aprA_s.pdf
5. F. A. Duck, "Hazards, risks and safety of diagnostic ultrasound," *Medical Engineering & Physics* **30**, 1338 – 1348, (2008).
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1350453308001045>
6. C. Brennen, *Cavitation and bubble dynamics*, (1995).
<http://authors.library.caltech.edu/25017/1/cavbubdynam.pdf>
7. C. P. Lee, *et al.*, "Acoustic radiation pressure," *J. Acoust. Soc. Am.* **94**, 1099–1109, (1993).<http://scitation.aip.org/getpdf/servlet/GetPDFServlet?filetype=pdf&id=JASMAN000094000002001099000001&idtype=cvips&doi=10.1121/1.406957&prog=normal>
8. *Medical electrical equipment-Part 2-37: Particular requirements for the safety of ultrasound diagnostic and monitoring equipment*, International Standard IEC 60601-2-

- 37, Edition 1:2001 consolidated with amendment 1:2004. http://webstore.iec.ch/p-preview/info_iec60601-2-37%7Bed1.1%7Den.pdf
9. “Information for manufacturers seeking marketing clearance of diagnostic ultrasound systems and transducers,”. Federal Register **62** (1997).
<http://www.gpo.gov/fdsys/granule/FR-1997-06-13/97-15452/content-detail.html>
10. *Exposure criteria for medical diagnostic ultrasound : I. criteria based on thermal mechanisms. national council for radiation protection and measurements*, NCRP report, no. 113, Bethesda, Md. : The Council (1992).
http://www.knovel.com/web/portal/browse/display?_EXT_KNOVEL_DISPLAY_bookid=1632
11. M. G. Curley, “Soft tissue temperature rise caused by scanned, diagnostic ultrasound,” IEEE Trans Ultrason Ferroelectr Freq Control. **40**, 59–66 (1993).
<http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/18263157>
12. *Standard for real-time display of thermal and mechanical acoustic output indices on diagnostic ultrasound equipment*, NEMA Standards Revision 2 (2009).
<http://www.nema.org/standards/Pages/Standard-for-Real-Time-Display-of-Thermal-and-Mechanical-Acoustic-Output-Indices-on-Diagnostic-Ultrasound-Equipment.aspx>
13. J-M. Biansan, *OptGeo*, logiciel de simulation d’optique géométrique, version 2.4 (2011).
<http://jeanmarie.biansan.free.fr/optgeo.html>
14. F. Dubois, *et al.*, “Focus plane detection criteria in digital holography microscopy by amplitude analysis,” Opt. Express, **14**, 5895–5908 (2006).
<http://www.ovizio.com/public/uploads/files/Optical%20Society%20of%20America%20DHM%202006.pdf>

**ANNEXE G : ARTICLE PUBLIÉ « SENSITIVITY OF
SYNTHETIC APERTURE LASER OPTICAL
FEEDBACK IMAGING »**

Sensitivity of synthetic aperture laser optical feedback imaging

Wilfried Glastre,* Eric Lacot, Olivier Jacquin, Olivier Hugon, and Hugues Guillet de Chatellus

Centre National de la Recherche Scientifique/Université de Grenoble 1, Laboratoire Interdisciplinaire de Physique, UMR 5588, Grenoble F- 38041, France

*Corresponding author: wilfried.glastre@ujf-grenoble.fr

Received October 21, 2011; revised December 6, 2011; accepted December 6, 2011;
posted December 6, 2011 (Doc. ID 156951); published March 15, 2012

In this paper, we compare the sensitivity of two imaging configurations, both based on laser optical feedback imaging (LOFI). The first one is direct imaging, which uses conventional optical focalization on target, and the second one is made by a synthetic aperture (SA) laser, which uses numerical focalization. We show that SA configuration allows us to obtain good resolutions with high working distance and that the drawback of SA imagery is that it has a worse photometric balance in comparison to a conventional microscope. This drawback is partially compensated by the important sensitivity of LOFI. Another interest of SA relies on the capacity of getting three-dimensional information in a single x - y scan. © 2012 Optical Society of America

OCIS codes: 070.0070, 090.0090, 110.0110, 180.0180.

1. INTRODUCTION

Making fast three-dimensional (3D) images with a good in-depth resolution through turbid media has always been a major issue. The problem is double with scattering media: first the scattering medium generally attenuates strongly the signal, which decreases the signal to noise ratio (SNR), and second, the wavefront is highly perturbed, which degrades the point spread function (PSF) of the imaging system and therefore the resolution. Several ways to overcome these problems have been proposed; two main methods aiming at keeping a good optical resolution are actively developed. The first one uses precompensation of the wavefront before propagation, to improve the resolution. This technique is used successfully both with optics or acoustic modality [1,2], but it requires *a priori* knowledge of the medium. The second one only uses ballistic photons to make images: optical coherence tomography (OCT) [3], confocal [4], fluorescence [5], and nonlinear microscopy [6] belong to this family, as well as tomographic diffractive microscopy [7]. Our imaging techniques [laser optical feedback imaging (LOFI)], based on optical reinjection in the laser cavity, also belongs to this second family [8].

In this paper, we give a brief reminder of what LOFI is and how it can be used to make images with two different configurations. The first one is a conventional imaging microscope that belongs to the confocal microscopes family, whereas the second one is a synthetic aperture (SA)-based microscope. We will see that this last imaging modality has the advantage of giving access to 3D imaging in only one x - y scan (whereas conventional modality needs a very time-consuming x - y - z acquisition), and so it has an important speed advantage for 3D images. In addition, we will show that SA configuration permits obtaining good resolutions with high working distance and that, in return, the drawback of SA imagery is that it has a worse photometric balance, though this is partially compensated by the important sensi-

tivity of LOFI [9,10]. In the first part of the paper, we recap the two imagery setups and compare their resolutions. In a second part, we provide both a theoretical and experimental comparison of the photometric performances of these two configurations, and we give the SNR accessible in both direct and SA deep imaging in a turbid medium. We also show that the limitation is due to parasitic reflection at the input interface of this medium. We conclude by giving two ways of improvement of both resolution and SNR of the SA configuration that will have to be explored in our future work.

2. RECAP OF LOFI AND SA IMAGING

A. Experimental Setup

Figure 1 shows a description of the LOFI experimental setup [11]. The laser is a cw Nd:YVO₄ microchip emitting about 85 mW power at $\lambda = 1064$ nm. This laser has a relaxation frequency near 2.5 MHz and is then frequency-shifted near this relaxation frequency. This frequency shift is chosen close to the relaxation frequency of the laser in order to increase its sensitivity to reinjected photons from the imaged target. The laser beam is then sent to the bidimensional target using a galvanometric scanner composed of two rotating mirrors, respectively called M_x and M_y . The first one allows scanning of the target in the horizontal direction (x direction), and the second one allows scanning in the vertical direction (y direction). The angular orientations of the galvanometric mirrors are given by the angles α_x and α_y , respectively. For a classical—or confocal—LOFI experiment (Fig. 1(a)), the laser is focused in the target plane. For the SA LOFI experiment (Fig. 1(b)), the laser is focused in front of the target plane. For the SA LOFI experiment (see Fig. 1), $l + d + L$ is the distance between the focal spot and the target plane. In both cases, the beam diffracted and/or scattered by the target is then reinjected inside the laser cavity after a second pass

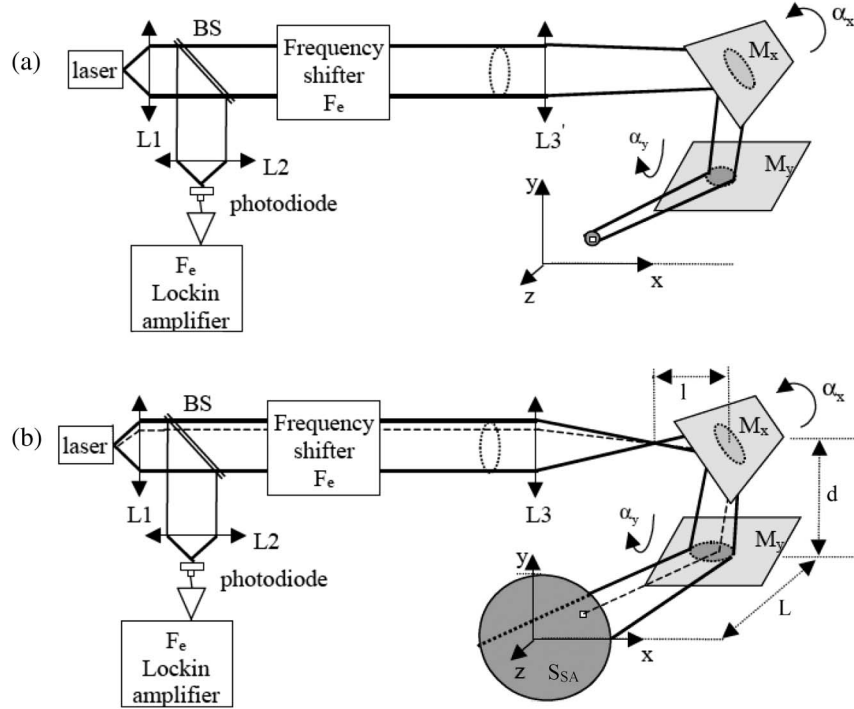


Fig. 1. Description of the LOFI experimental setups. The target is located in the vertical plane ($x, y, z = 0$). L1, L2, L3 are lenses; BS is a beam splitter ($T = 90\%$); F_e is the total optical frequency shift. M_x and M_y are the rotating mirrors that allow scanning of the target in the horizontal direction x and the vertical direction y , respectively. The angular orientations of the galvanometric mirrors are given by the angles α_x and α_y . (a) Conventional LOFI experiment where the laser is focused in the target plane. (b) SA LOFI experiment. The laser is focused in front of the target plane. l is the focal spot- M_x distance, d is the M_x - M_y distance, L is the M_y -target plane distance, and S_{SA} is the Gaussian laser beam surface in the target plane.

in the galvanometric scanner and the frequency shifter. Under the influence of reinjected photons, the laser output power is modulated at twice the frequency shift (there is two pass in frequency shifter). A small fraction of the output beam of the microchip laser is sent to a photodiode. The delivered voltage is analyzed by a lock-in amplifier, which gives the LOFI signal (i.e., the amplitude and the phase of the backscattered electric field) at the demodulation frequency F_e . Experimentally, the LOFI images (amplitude and phase) are obtained pixel by pixel (i.e., point by point, line after line) by full two-dimensional (2D) galvanometric scanning (α_x, α_y).

B. LOFI Signal

In the case of weak optical feedback, the coherent interaction (beating) between the lasing electric field and the frequency-shifted optical feedback field leads to an amplitude modulation of the laser output power [12,13]:

$$\Delta P_{\text{out}}(\alpha_x, \alpha_y) = 2G_R(\Omega_e)P_{\text{out}} \sum_i \sqrt{R_e(\alpha_x, \alpha_y, x_i, y_i)} \cos(\Omega_e t + \Phi(\alpha_x, \alpha_y, x_i, y_i) + \Phi_R(\Omega_e)), \quad (1)$$

where P_{out} is the photon output rate (number of photons per second), and $\Omega_e = 2\pi F_e$ with F_e the frequency shift. $G_R(\Omega_e)$ and $\Phi_R(\Omega_e)$ are, respectively, the dynamical gain and the

dynamical phase shift, which only depend on the laser parameters [13]:

$$G_R(\Omega_e) = \gamma_c \frac{\sqrt{(\eta\gamma_1)^2 + \Omega_e^2}}{\sqrt{(\Omega_R^2 - \Omega_e^2)^2 + (\eta\gamma_1\Omega_e)^2}},$$

$$\Phi_R(\Omega_e) = \arctan\left(\frac{\Omega_e(\Omega_R^2 - \Omega_e^2 - (\eta\gamma_1)^2)}{\eta\gamma_1\Omega_R^2}\right), \quad (2)$$

where $\Omega_R = 2\pi F_R = (\gamma_1\gamma_c(\eta - 1))^{1/2}$ is the laser relaxation frequency, γ_c is the laser cavity damping rate, γ_1 is the population inversion decay rate, and η is the normalized pumping parameter. Equation (2) clearly shows a resonance when $\Omega_e = \Omega_R$, which provides the sensitivity of the LOFI technique. For our microchip laser, we have $\gamma_c \approx 7 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$, $\gamma_1 \approx 3.3 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$, and for $\eta = 1.7$, we obtain $G_R(\Omega_R) = \gamma_c/\eta\gamma_1 \approx 1.3 \times 10^5$. This gain allows us to detect a very weak optical feedback.

In Eq. (1), we have assumed that the target under investigation could be decomposed as a discrete sum of punctual targets indexed by i and characterized by their effective power reflectivity $R_e(\alpha_x, \alpha_y, x_i, y_i)$ depending on the laser incidence and by the optical phase shift $\Phi(\alpha_x, \alpha_y, x_i, y_i)$ due to the optical round trip between the laser and the punctual target. Equation (1) also shows that the optical feedback is formed by the coherent interaction (i.e., addition) of each punctual target point illuminated by the Gaussian laser beam spot. The demodulation of the laser power at the frequency shift F_e by the means of a lock-in amplifier gives us the quadrature components of the LOFI signal:

$$\begin{aligned}
I(\alpha_x, \alpha_y) &= 2G_R(\Omega_e)P_{\text{out}} \sum_i \sqrt{R_e(\alpha_x, \alpha_y, x_i, y_i)} \\
&\quad \times \cos(\Phi(\alpha_x, \alpha_y, x_i, y_i)), \\
Q(\alpha_x, \alpha_y) &= 2G_R(\Omega_e)P_{\text{out}} \sum_i \sqrt{R_e(\alpha_x, \alpha_y, x_i, y_i)} \\
&\quad \times \sin(\Phi(\alpha_x, \alpha_y, x_i, y_i)),
\end{aligned} \tag{3}$$

and thus the complex expression of the LOFI signal:

$$\begin{aligned}
h(\alpha_x, \alpha_y) &= I(\alpha_x, \alpha_y) + jQ(\alpha_x, \alpha_y) \\
&= |h(\alpha_x, \alpha_y)| \exp(j\Phi_S(\alpha_x, \alpha_y)).
\end{aligned} \tag{4}$$

We must now consider two possibilities:

- $i = 1$ (one pixel corresponds to one image point): it corresponds to conventional LOFI, where we scan the object with a focused beam. We can get an amplitude [14–16] $|h(\alpha_x, \alpha_y)|$ or phase [17–20] image $\Phi_S(\alpha_x, \alpha_y)$.
- $i \gg 1$ (one pixel contains information of the whole field): it corresponds to an image acquired by a defocused beam. This raw complex image $h(\alpha_x, \alpha_y)$ must be filtered to realize a post numerical focusing. This imaging technique is called SA LOFI [11].

In the following, we will index all parameters related to the conventional setup with “c” and those related to SA imaging with “SA.”

C. Point Spread Function (PSF)

1. Conventional Imaging

With the conventional configuration, the resolution is simply given by the Gaussian beam waist. Considering that the LOFI signal gives access to the electric field amplitude, we simply have a PSF signal (image of a punctual target) given by

$$|h_c(x, y)| \propto \exp\left[-2\left(\frac{x^2 + y^2}{\text{RES}_c^2}\right)\right]. \tag{5}$$

The resolution is

$$\text{RES}_c = \sqrt{2}r_c = \frac{\sqrt{2}\lambda}{\pi W_c} f_c, \tag{6}$$

where λ is the wavelength of the laser, r_c is the beam waist in the target plane, W_c is the Gaussian radius of the beam (in the x and y directions) before the lens $L3'$ (see Fig. 2), and f_c is the focal length of $L3'$.

2. Synthetic Imaging

SA consists in scanning the target with a diverging beam while recording amplitude and phase information on the movement of the laser spot with respect to the target. It enables realizing a numerical focalization and recovering a good resolution. The technique was introduced first in synthetic aperture radar (SAR) imaging [21,22] to overcome the fact that no large portable aperture component exists for radio waves. Then it has been applied to optical wavelengths with CO₂ [23] and Nd:YAG microchip laser sources [24,25] in what has been called a synthetic aperture laser (SAL). Here we propose a scanning

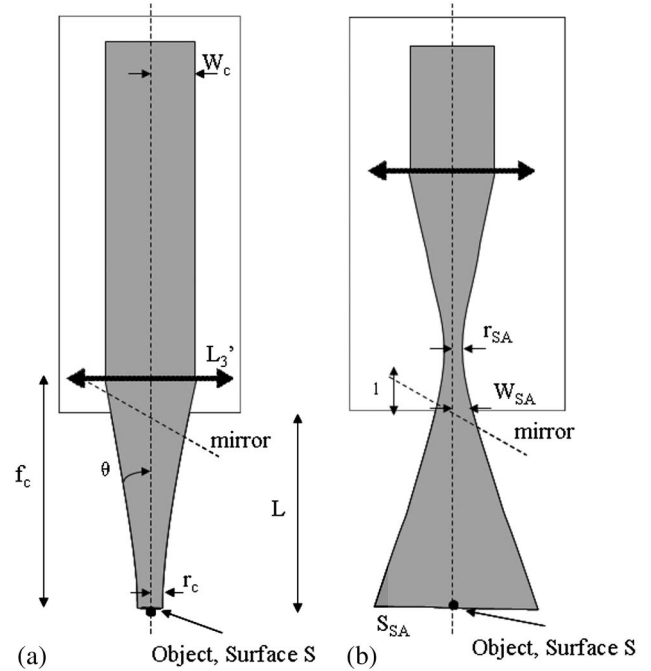


Fig. 2. Sketch of the two configurations discussed in the paper. (a) Conventional LOFI: W_c is the beam waist before $L3'$, r_c is the waist in the target plane, and θ is the numerical aperture. (b) SA LOFI: r_{SA} is the beam waist before the galvanometric mirrors, l is the distance between them, and S_{SA} is the surface of the beam in the object plane. L is the distance between the last optical element (the scanning mirror) of the setup and the target of surface S .

of the target with galvanometric mirrors; it has the advantage of being vibration noise free and easy to implement. In this condition, it has already been shown [11] that the PSF is given by

$$|h'_{SA}(x, y)| \propto \exp\left[-2\left(\frac{x^2}{\text{RES}_{SA,x}^2} + \frac{y^2}{\text{RES}_{SA,y}^2}\right)\right], \tag{7}$$

where the resolution is given by (see Fig. 1 for the parameters)

$$\text{RES}_{SA,x} = \frac{r_{SA}(d+L)}{l} \quad \text{and} \quad \text{RES}_{SA,y} = \frac{r_{SA}L}{l+d}. \tag{8}$$

In this expression r_{SA} is the beam waist of the laser in the SA (see Fig. 2).

3. Discussion

It is now possible to compare transverse resolution of conventional and SA LOFI. We can see from Eqs. (6) and (8) that these two configurations are equivalent with regard to the resolution. To compare them, we simplify the expressions by assuming that $d \approx 0$, and we define the working distance L as the distance between the last optical element (M_y mirror) and the target. In the conventional LOFI imaging, since the galvanometric mirrors are very closed to the focusing lens (see Fig. 2(a)), we assume $L \approx f_c$. As a result, the expressions of resolution are simplified:

$$\begin{aligned} \text{RES}_c &= \frac{\sqrt{2}\lambda}{\pi W_c} f_c \approx \frac{\sqrt{2}\lambda}{\pi W_c} L, \\ \text{RES}_{\text{SA}} &= \frac{r_{\text{SA}}}{l} L = \frac{\sqrt{2}\lambda}{\pi \left(\frac{\sqrt{2}\lambda_x}{\pi r_{\text{SA}}} \right)} L = \frac{\sqrt{2}\lambda}{\pi W_{\text{SA}}} L. \end{aligned} \quad (9)$$

We can observe that the resolution degrades with observation distance L in both cases and that in terms of lateral resolution, the synthetic setup is strictly equivalent to a conventional setup with an equivalent lens diameter equal to L^3 : $W_{\text{SA}} = (\sqrt{2}\lambda l)/(\pi r_{\text{SA}})$, which corresponds to the Gaussian radius of the laser beam on the galvanometric mirrors, multiplied by a factor of $\sqrt{2}$ (see Fig. 2).

In both cases (conventional and synthetic microscope), we have a limitation: in the conventional imaging, it comes from the diameter of L^3 (the galvanometric mirrors are usually larger than the diameter of microscope objective L^3), whereas in the synthetic setup, it corresponds to the size of the galvanometric mirrors.

The advantage of the synthetic imaging is that we can make aberration free images with both a large numerical aperture (i.e., a good resolution) and an important working distance (W_{SA} is usually larger than the microscope objective radius). This leads to the possibility of obtaining resolved images with

an important working distance. Another important thing is that the use of microscope objectives that are expensive is not necessary.

3. EXPERIMENTAL EXAMPLE

We give an example of an image that can be made by using the LOFI principle. The target observed is a piece of PVC with a 1 mm diameter aperture in front of a reflective layer made of silica beads (40 μm diameter). The classical bright field transmission microscope image is presented in Fig. 3.

This object is then imaged by a conventional LOFI microscope; the image is shown in Fig. 3.

We can observe that images of the beads are smaller than their real size, which is because as the beads are spherical, all reinjected photons seem to be reflected from the center of the beads, and they behave like a Dirac-like reflector. So, the size of the beads' images corresponds to the PSF. Finally, Fig. 3 gives the image of the object by the synthetic microscope before and after adapted filtering.

In both cases, the resolution gives us the possibility to resolve the silica beads. The differences between the sizes of images (1.2 * 1.2 mm for the conventional image and 6 * 6 mm for the SA image) can be explained easily. As the raw image of Fig. 3 is in fact a larger defocused image of

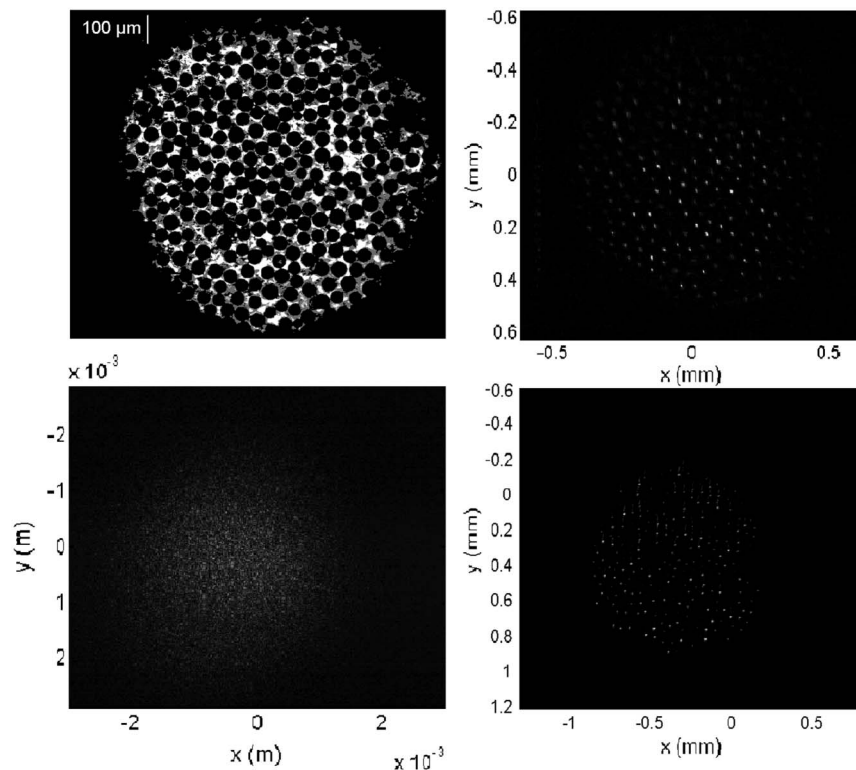


Fig. 3. (a) Object under microscope. It is composed of reflective silica beads of 40 μm diameter behind a circular aperture of 1 mm diameter. The bright field transmission image is made through a Zeiss microscope objective with a magnification of 10 and a 0.25 numerical aperture (focal length of 20 mm). (b) LOFI amplitude image of the target (size: 512 * 512 pixels). The image is formed through the same Zeiss objective but with a laser beam input size of $W_c = 1.3$ mm; a resolution RES_c of ~ 7 μm is expected, which is coherent with bead's image size on the image. A laser power of 2 mW is sent on the target. (c) Raw image of the target (size: 2048 * 2048 pixels). Parameters are $r_{\text{SA}} = 20$ μm , $l = 10$ cm, $d = 1$ cm, $L = 2.5$ cm. The power sent on the target is 1.5 mW. The beam size on the target plane is equal to 1.7 mm: beads are not resolved, and the size of raw image is enlarged compared to real image. (d) Synthetic image after filtering of the raw image. Predicted resolution is $\text{RES}_{\text{SA},x} = 5.7$ μm in X direction and $\text{RES}_{\text{SA},y} = 5.3$ μm in Y direction, which is coherent with bead's image size on the image. We found the good focusing plane (so in the target plane) by using the detection criteria described by F . According to Dubois *et al.* [26], this algorithm will be used each time SA filtering is performed. The image in the lower right corner has the same size as the image in the lower left corner but is zoomed on the object to be comparable to the conventional image of the image in the upper right corner.

the object, one needs to scan with a larger angle (a factor ~ 4 here), which explains the larger size of the raw figure (compared to the conventional case) required. The image in Fig. 3 of the object after filtering has the same size as that before filtering, but it is simply zoomed to be easily compared to the conventional image.

Compared to conventional imaging, another interest of the synthetic configuration is the possibility to get 3D information with a single x - y scan followed by a numerical focalization in the different z planes, whereas with a conventional setup, it is necessary to make an x - y scan in each focalization plane. So there is an important gain in acquisition time for 3D imaging. Figure 4 gives an example of images of a pseudo 3D object in different planes; this object is composed of one $350\ \mu\text{m}$ width horizontal strip, which is 4 cm after M_y , and of three double slits spaced respectively by 400, 600, and $800\ \mu\text{m}$ at a distance of 9 cm after M_y .

4. PHOTOMETRIC BUDGET OF CONVENTIONAL AND SYNTHETIC LOFI

Our goal here is to evaluate and compare the sensitivity of the two imaging systems. More particularly, the influence of several parameters on the backscattered flux by the target is calculated and validated by experimental measurements, and the two configurations are compared. In order to separate difficulties and to simplify the problem, we choose experimental parameters where the resolution is comparable between the two setups.

Taking $l = 5\ \text{cm}$, $d = 1\ \text{cm}$, $W_c \approx 0.9\ \text{mm}$, $W_{SA} \approx 1.3\ \mu\text{m}$, we get $\text{RES}_c/\text{RES}_{SA} \approx 1.45$. In this case, the resolution is similar for both configurations. We take, in addition, $d \approx 0$ as $d \ll 1$ and L and so expressions are simplified without big mistakes.

A. Theoretical Sensitivity

We consider the situation of a Lambertian diffusive target with a surface S . From Eq. (1), we see that the LOFI signal from the object i is proportional to $\sqrt{R_e(x_i, y_i)}$, with R_e the intensity reflection coefficient. So the signal is proportional to the amplitude of the reinjected field in the cavity. In the photometric analysis, what is important is the number of photons present in an image. This is why, in what follows, we work on the signal power in pixels—that is to say, the square of the LOFI signal.

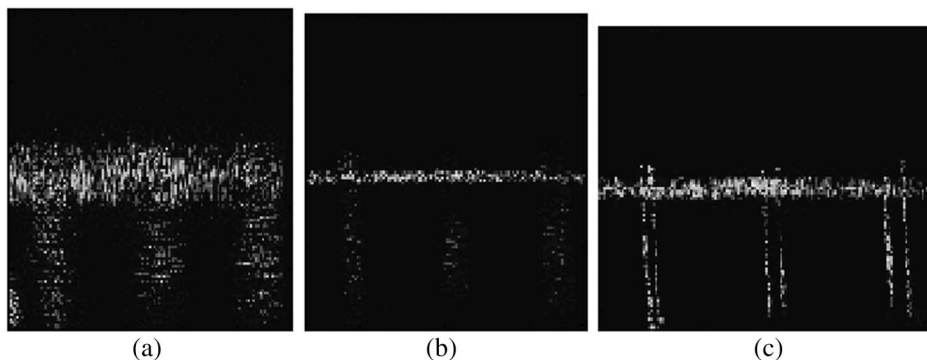


Fig. 4. Image of a 3D object composed of one $350\ \mu\text{m}$ width horizontal strip, which is 4 cm after M_y , and of three double slits spaced respectively by 400, 600, and $800\ \mu\text{m}$ at a distance of nine cm after M_y . (a) Raw image; the beam size is 1.4 mm in the strip plane and 2.2 mm in the slits plane. Slits are not resolved. (b) The image numerically focused on the strip plane (double slits are not resolved); theoretical resolution is $20\ \mu\text{m}$. (c) The image numerically focused on double slits that are now resolved (theoretical resolution is $40\ \mu\text{m}$).

The goal is now to calculate the power backscattered by a diffusive object of albedo ρ and surface S smaller than the PSF surface (nonresolved object).

1. Conventional LOFI

This is the easiest configuration to calculate, the signal power being simply concentrated in one pixel, and no mathematical treatment is applied. Figure 2 shows the scheme of conventional LOFI. The mean illuminance in the focal plane is given by

$$E_c = \frac{P_{\text{out}}}{\pi r_c^2} = \frac{P_{\text{out}} \pi W_c^2}{\lambda^2 L^2}, \quad (10)$$

where P_{out} is the laser input power and λ is the wavelength of the laser. The geometric extent G_c and the luminance L_c in the object plane are given by

$$G_c = S \pi \theta^2 = \frac{S \pi W_c^2}{L^2}, \quad (11)$$

$$L_c = \frac{\rho E_c}{\pi}. \quad (12)$$

In Eq. (12), E_c represents the illuminance in the object plane. From Eqs. (10), (11), and (12), we can finally deduce the reinjected input power:

$$P_c = G_c L_c = \frac{S \pi W_c^2}{L^2} \rho \frac{P_{\text{out}} \pi W_c^2}{\pi \lambda^2 L^2} = \rho P_{\text{out}} S \frac{\pi W_c^4}{\lambda^2 L^4}. \quad (13)$$

From this formula, we expect the signal power to show a quick decay with the observation distance L , and, on the contrary, an improvement in W_c —that is to say, the aperture of the focusing lens L3'.

2. SA LOFI

In this configuration (Fig. 2(b)), we are in a more complex situation: a pixel in the synthetic image is reconstituted from several pixels of the raw image. Consequently, the total power in the PSF of the synthetic image is

$$P_{\text{SA}} = \frac{N_{\text{pixels}} P_{\text{pixelSA}}}{\sqrt{2}}, \quad (14)$$

where N_{pixels} is the number of pixels contained in the PSF of the raw image and P_{pixelSA} is the mean power in each raw pixel. The factor 2 in the denominator is due to the fact that the adapted filter maximizes the SNR but eliminates half of the raw signal power. N_{pixels} and P_{pixelSA} are given by (see Fig. 2 for parameter definitions)

$$N_{\text{pixels}} = \frac{S_{\text{SA}}}{S_{\text{pixel}}} = \frac{\pi \left(\frac{\lambda}{\pi r_{\text{SA}}} (l + L) \right)^2}{\pi \left(\frac{r_{\text{SA}} L}{l} \right)^2} = \frac{\lambda^2 (l + L)^2 l^2}{\pi^2 r_{\text{SA}}^4 L^2}. \quad (15)$$

Here, S_{SA} and S_{pixel} represent, respectively, the surface of the defocused beam in the object plane and the surface of the pixel, which is chosen to correspond to the surface of the PSF:

$$P_{\text{pixelSA}} = G_{\text{SA}} L_{\text{SA}} \quad (16)$$

with L_{SA} the luminance in the object plane and G_{SA} the geometric extent in this configuration. We have an analogous result to direct focalization LOFI; Eqs. (11) and (12) simply become

$$G_{\text{SA}} = \frac{\pi r_{\text{SA}}^2 S}{(l + L)^2}, \quad (17)$$

$$L_{\text{SA}} = \rho \frac{E_{\text{SA}}}{\pi} = \frac{\rho}{\pi} \frac{P_{\text{out}}}{\pi \left(\frac{\lambda}{\pi r_{\text{SA}}} (l + L) \right)^2} = \rho P_{\text{out}} \frac{r_{\text{SA}}^2}{\lambda^2 (l + L)^2}, \quad (18)$$

where E_{SA} is the illuminance in the target plane. Finally, from Eqs. (15), (16), (17), and (18), we get the power in the PSF synthetic pixel:

$$\begin{aligned} P_{\text{SA}} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\lambda^2 (l + L)^2 l^2}{\pi^2 r_{\text{SA}}^4 L^2} \frac{\pi r_{\text{SA}}^2 S}{(l + L)^2} \rho P_{\text{out}} \frac{r_{\text{SA}}^2}{\lambda^2 (l + L)^2} \\ &= \rho P_{\text{out}} \frac{l^2 S}{\sqrt{2} \pi L^2 (l + L)^2}. \end{aligned} \quad (19)$$

A.3. Comparison

From Eq. (19), two possibilities must be distinguished.

The first is when $l \ll L$, which corresponds to a target far from the imaging setup (telemetry, for instance). In this case, Eq. (19) becomes

$$P_{\text{SA}, l \ll L} = \rho P_{\text{out}} \frac{l^2 S}{\sqrt{2} \pi L^4}. \quad (20)$$

As for the resolution, the two photometric balances [Eqs. (13) and (20)] show that conventional and SA setups have the same dependence with the observation distance L , which is in $1/L^4$ for the photometry. The other important aspect is the comparison of the proportionality constant in front of this dependence. The ratio of these coefficients is given by

$$\frac{P_c}{P_{\text{SA}, l \ll L}} = \frac{\sqrt{2} \pi^2 W_c^4}{\lambda^2 l^2}. \quad (21)$$

Numerically, if we take the parameters indicated at the beginning of this section, which correspond to the same resolution, we get from Eq. (21) a photometric ratio of about 2800 in favor of direct focusing. This big difference in sensitivity can easily be explained by remembering that LOFI is in fact a confocal microscope (the coupling of the reinjected photons with the stationary laser transverse mode plays the role of the pinhole), whereas in SA imaging, we collect photons that were scattered far from the equivalent pinhole-conjugated zone (which is in the r_{SA} plane). With the conventional LOFI configuration, this plane coincides with the target and therefore we get a maximum collection of backscattered photons.

Concerning the acquisition time required to make the image of one Dirac-like object, it only corresponds to one pixel integration time T (here 100 μs) in the case of conventional imaging, whereas for the synthetic image, this time is multiplied by the number of pixels $N_{\text{pixels}, l \ll L}$ used in the filtering (Eq. (15)):

$$T_{\text{acq, SA}, l \ll L} = N_{\text{pixels}, l \ll L} T \approx \frac{\lambda^2 l^2}{\pi^2 r_{\text{SA}}^4} T. \quad (22)$$

For instance, with the parameters used here, we get $T_{\text{acq, SA}} = 180$ ms, which is not realistic because of the speed of the galvanometric mirrors (we should add the displacement time of galvanometric mirrors). This time increases if we want to change parameters to ameliorate the resolution (r_{SA} decrease or l increase). There is an exception for the parameter L , which does not influence the measurement time.

The second possibility is when $l \gg L$ (i.e., target very close to the imaging dispositive). It corresponds to microscopy, which is our main interest. In this case, Eq. (19) becomes

$$P_{\text{SA}, l \gg L} = \rho P_{\text{out}} \frac{S}{\sqrt{2} \pi L^2}. \quad (23)$$

Here we get

$$\frac{P_c}{P_{\text{SA}, l \gg L}} = \frac{\sqrt{2} \pi^2 W_c^4}{\lambda^2 L^2}. \quad (24)$$

The closer the object is, the less efficient the synthetic imaging is compared to the conventional mode. The photometric efficiency of the synthetic microscope does not depend on parameters r_{SA} and l .

Concerning the acquisition time $T_{\text{acq, SA}, L \ll l}$ to measure the raw image of a Dirac-like target, it is given by

$$T_{\text{acq, SA}, l \gg L} = N_{\text{pixels}, l \gg L} T \approx \frac{\lambda^2 l^4}{\pi^2 r_{\text{SA}}^4 L^2} T. \quad (25)$$

For instance, with parameters used here, and $L = 1$ cm, for example, we get $T_{\text{acq, SA}} = 4.5$ s, which is much bigger than in the case $L \gg l$. This measurement time increases when the PSF size decreases.

In both cases ($L \gg l$ and $L \ll l$), we see that measurement time increases with the improvement of the resolution contrary to conventional imaging. However, an important remark is that if we want to image an object distributed on N close pixels (the calculation concerns the image of one Dirac), the added necessary time is only $(N-1)T$ as in the conventional case and not $(N-1)T_{\text{acq,SA}}$. Bigger is the image and smaller is the difference between acquisition times of both setups.

B. Experimental Measurements

To confirm these theoretical results, we have realized the two microscopes and measured the signal power at different working distances; the target is the object of Fig. 3. As we said before, the power in one pixel is defined as the square of the voltage from the lock-in amplifier; units are arbitrary, but the point is to keep the same unit for all the measurements.

There are three things to verify for validating our models: first, the $1/L^4$ law of the conventional setup, second, the $1/L^2(1+L^2)$ law of the synthetic microscope, and third, the photometric ratio of 2800 when $L \gg l$. For that purpose, we make images of the object described on Fig. 3 at different distances L with the two setups. Curves of Fig. 5 correspond to the power in the image versus L (power is calculated by simply summing the square of the voltage recorded in each pixel). A theoretical fit is made with $1/L^2(1+L)^2$ for the synthetic microscope and with $1/L^4$ for the conventional setup. We take parameters corresponding to comparable resolutions (see the introduction of this section).

These curves show that the theoretical dependence of the signal power with L is experimentally confirmed. Moreover, there is a factor of 1000 between the fit curves for $L \gg l$, which approximately matches the expected factor of 2800 (the calculation is an approximation: we have neglected the astigmatism, and the non-Lambertian character of the object).

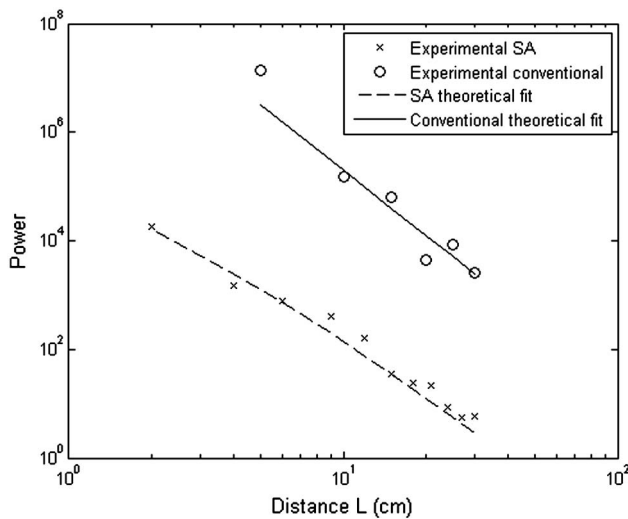


Fig. 5. Experimental photometric comparison between conventional and SA LOFI with same resolutions. Parameters are $W_c = 0.9$ mm, $W_{SA} = 1.3$ mm, $r_{SA} = 20$ μm , $l = 5$ cm, $d = 1$ cm. The laser power after frequency shifter is 2 mW (the power sent on the beads is reduced compared to the 50 mW available power to stay in weak re-injection conditions). For the conventional microscope, the focal length of $L3'$ (L) is varied from 5 to 30 cm. The conventional photometric balance is fitted with $1/(1+L)^2L^2$, whereas the SA photometric balance is fitted to $1/L^4$.

5. ACCESSIBLE PERFORMANCES AND LIMITATIONS

In this section, we come back to our initial goal: to obtain an in-depth image through turbid medium. We consider an experimental setup where the target is in a tank filled with water (Fig. 6). Milk is used at various concentrations as a scattering medium. We measure the maximum milk concentration one can reach before the target becomes indistinguishable from the background (SNR = 1). Then we are able to completely compare (taking into account the background) the performances of the two configurations by getting the ratio of the two SNRs. An experimental comparison with the shot noise limitation is also given.

A. Theoretical Predictions

In an experimental configuration such as described in Fig. 6, the background noise and the resolution perturbations necessarily come from parasitic reflections on elements after the mirrors, since the flux of photons reflected before the mirrors is constant and can be easily numerically filtered. More specifically, there are three possible parasitic sources: two diffusive elements, the input face of the tank and the scattering fatty particles in the milk, and one refractive element, the water of the milk of index $n = 1.33$. As we said, these different elements can have effects on both resolution and SNR of the final image of the object. More precisely, the two diffusive elements only have an effect on the SNR since only photons that

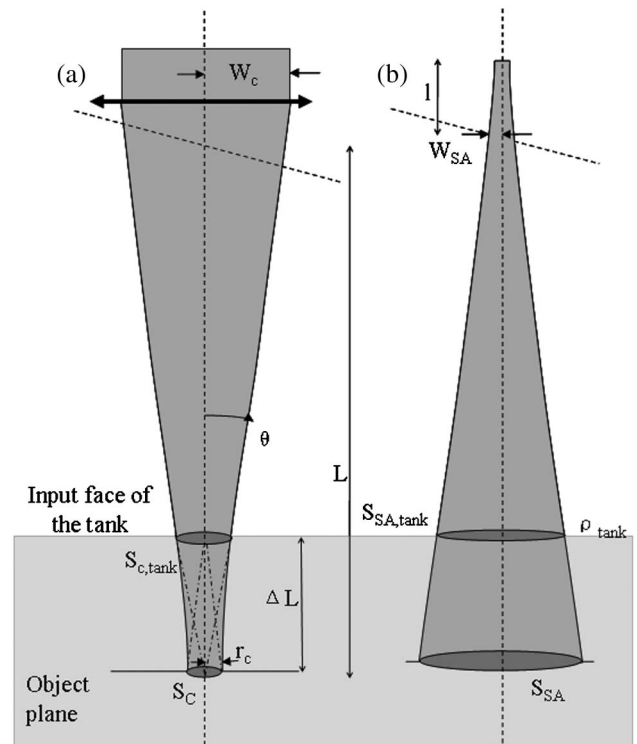


Fig. 6. Scheme of the experimental setup. (a) Conventional configuration, (b) SA LOFI configuration. The object of Fig. 3 is placed in a tank filled with milk diluted in water. $\Delta L = 4$ cm is the distance between the input face of the tank and the object (i.e., the distance travelled by the laser beam in the solution). Experimental parameters are $W_c = 0.9$ mm, $W_{SA} = 1.3$ mm, $S_c = 5.6 \cdot 10^{-9}$ m², $S_{c,tank} = 3.2 \cdot 10^{-7}$ m², $S_{SA} = 3.1 \cdot 10^{-5}$ m², $S_{SA,tank} = 1.88 \cdot 10^{-5}$ m², $r_{SA} = 20$ μm , $l = 5$ cm, $f'(L3)L = 12$ cm; the power sent on the target is 2 mW. Milk concentrations are chosen from 0 to 2.5% in volume.

are diffused by the object participate in the image formation, while photons diffused by milk or the entry face of the tank do not have a coherent phase and so create only additive noise; the resolution is not affected. For the water of the milk it is the contrary; the SNR is not affected, whereas the resolution is slightly changed. Indeed, using Fermat theorem, it can be shown that when we add a homogeneous medium of index n in front of the object, we must consider its image through the medium. Thus we must use $L_{\text{eq}} = L(1 - d/n)$ instead of L , where d is the distance between the entry face of the tank and the object, and so the resolution is improved by a factor L_{eq}/L exactly as in immersion objectives. This effect is negligible in what follows, and we will consider only the effect on SNR.

To compare the performances of the conventional and synthetic configurations, it is important to compare their respective SNR ratios instead of the signals powers, which give only one part of the information. In order to make a theoretical calculation of this SNR ratio, we consider a parasitic reflection on the tank with an albedo ρ_{tank} . By doing so, parasitic reflections on mirrors are neglected, and milk scattering is included in an effective albedo ρ_{tank} . This last approximation is justified by the fact that the laser beam is quickly attenuated in the milk so that the parasitic reflections mainly come from the input face of the tank.

In Eqs. (13) and (14), the signal powers P_c and P_{SA} have been calculated from the target, which has a finite surface S and an albedo ρ . Our goal is to determine the background signal power $P_{c,\text{tank}}$ and $P_{\text{SA,tank}}$ from the input face of the tank, which has an albedo ρ_{tank} and an “infinite” surface. To make the calculations, we consider the fictive situation where the input face of the tank is in the target plane; the background powers are then $P'_{c,\text{tank}}$ and $P'_{\text{SA,tank}}$. From Eqs. (13) and (14) and taking $S = S_c$ (surface of the tank in a pixel) and $\rho = \rho_{\text{tank}}$, assuming that we have $L \gg l$, we get

$$\frac{P'_{c,\text{tank}}}{P'_{\text{SA,tank}}} = \frac{\rho_{\text{tank}} P_{\text{out}} S_c \frac{\pi W_c^4}{\lambda^2 L^4}}{\rho_{\text{tank}} S_c P_{\text{out}} \frac{l^2}{\sqrt{2} \pi L^4}} = \frac{\sqrt{2} \pi^2 W_c^4}{\lambda^2 l^2}. \quad (26)$$

In this expression, $S_c = \pi r_c^2$ is the surface of the beam in the conventional setup in the target plane. This ratio is equal to ~ 2800 with the parameters used previously (corresponding to comparable resolutions). So we now simply have to determine relations between $P_{c,\text{tank}}$ and $P'_{c,\text{tank}}$ and between $P_{\text{SA,tank}}$ and $P'_{\text{SA,tank}}$. We give the calculation of the first ratio ($P_{c,\text{tank}}/P'_{c,\text{tank}}$), the other one being very similar.

The power from the entry plane is given by

$$\begin{aligned} P_{c,\text{tank}} &= L_{c,\text{tank}} G_c = \frac{\rho_{\text{tank}} E_{c,\text{tank}}}{\pi} G_c = \frac{\rho_{\text{tank}} P_{\text{out}} S_{c,\text{tank}} S_c}{\pi S_{c,\text{tank}} \Delta L^2} \\ &= \frac{\rho_{\text{tank}} P_{\text{out}} S_c}{\pi \Delta L^2}. \end{aligned} \quad (27)$$

In this equation, $L_{c,\text{tank}}$ and $E_{c,\text{tank}}$ are the luminance and the illuminance, respectively, of the laser in the input plane of the tank. The signal power from the fictive situation is

$$\begin{aligned} P'_{c,\text{tank}} &= L'_{c,\text{tank}} G_c = \frac{\rho_{\text{tank}} E'_{c,\text{tank}}}{\pi} G_c = \frac{\rho_{\text{tank}} P_{\text{out}} S_c \pi \theta^2}{\pi S_c} \\ &= \rho_{\text{tank}} P_{\text{out}} \theta^2. \end{aligned} \quad (28)$$

In this equation, $L'_{c,\text{tank}}$ and $E'_{c,\text{tank}}$ are the luminance and the illuminance of the laser in the plane of the target in the fictive situation.

Parameters ΔL and θ can be rewritten in the form

$$\begin{aligned} \pi \left(\frac{\lambda \Delta L}{\pi r_c} \right)^2 &= S_{c,\text{tank}} \Rightarrow \Delta L = \sqrt{\frac{S_{c,\text{tank}} \pi r_c^2}{\lambda^2}} = \frac{\sqrt{S_{c,\text{tank}} S_c}}{\lambda}, \\ \theta &= \frac{\lambda}{\pi r_c} = \frac{\lambda}{\sqrt{\pi S_c}}. \end{aligned} \quad (29)$$

By combining Eqs. (27), (28), and (29), we finally get

$$\frac{P'_{c,\text{tank}}}{P_{c,\text{tank}}} = \frac{S_{c,\text{tank}}}{S_c}. \quad (30)$$

By making similar calculations, it is easy to show the analogous relation:

$$\frac{P'_{\text{SA,tank}}}{P_{\text{SA,tank}}} = \frac{S_{\text{SA,tank}}}{S_{\text{SA}}}. \quad (31)$$

Finally, the two SNR and their ratio simply express as

$$\begin{aligned} \text{SNR}_c &= \frac{P_c}{P_{c,\text{tank}}} = \frac{P_c}{P'_{c,\text{tank}}} \frac{S_{c,\text{tank}}}{S_c}, \\ \text{SNR}_{\text{SA}} &= \frac{P_{\text{SA}}}{P_{\text{SA,tank}}} = \frac{P_{\text{SA}}}{P'_{\text{SA,tank}}} \frac{S_{\text{SA,tank}}}{S_{\text{SA}}}, \\ \frac{\text{SNR}_c}{\text{SNR}_{\text{SA}}} &= \frac{S_{c,\text{tank}} S_{\text{SA}}}{S_c S_{\text{SA,tank}}}. \end{aligned} \quad (32)$$

Using the parameters of Fig. 6, $S_c = 5.6 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2$, $S_{c,\text{tank}} = 3.2 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2$, $S_{\text{SA}} = 3.1 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2$, $S_{\text{SA,tank}} = 1.88 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2$, the SNR ratio is expected to be equal to 68. We can thus observe that the difference between the two configurations is less important than the simpler previous power analysis shown (power ratio of 2800). Therefore taking care of noise is very important regarding the comparison between conventional and SA LOFI.

B. Experimental Results

1. Limitation by Parasitic Echoes

To validate the previous photometric analysis, we realize the two microscopes shown in Fig. 6 with the parameters indicated in the legend. The target is still the object in Fig. 3 immersed in water diluted milk at 4 cm behind the entry face of the tank. The milk concentration is increased progressively from 0 to 2.5% in volume (from 0 to 15 ml of milk in 600 ml of water), and an image is taken for every 1 ml of milk added. The powers of each target image and of the background are measured, and results are shown in Fig. 7.

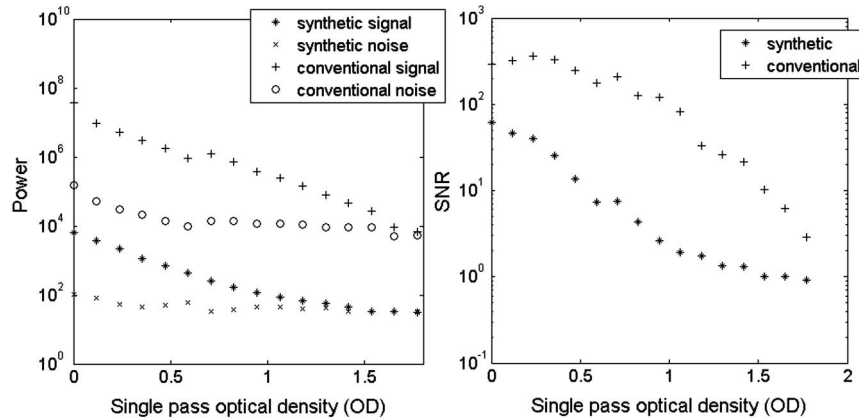


Fig. 7. (a) Experimental results associated to setups of Fig. 6. Top: power reflected by the target (signal) and by the background (noise) in conventional and SA configurations versus the optical density (OD) of a diluted milk solution through 4 cm; concentrations evolve from 0 to 2.5% in volume. Bottom: plot of the SNR accessible in conventional and SA configurations versus the OD.

We find that there is a factor of 3000 between powers of synthetic and conventional images in conformity to the theory (~ 2800).

In the second plot at optical density (OD) 0.8 (1.2% vol. of milk trough 4 cm), the theoretical factor 68 between the two SNRs is confirmed. This validates and confirms that the limiting background is due to parasitic reflections on the input face of the tank and on the milk. SNR ratios are not valid for all milk concentrations: at low concentration, we get signal from the support of the target so the SNR saturates. At high concentration, the signal is below the background, and so the SNR is below 1. Because of these limitations, the calculation of the ratio between the two SNR is valid only at concentrations from OD 0.5 to 1.

To conclude on the performances, we reach an SNR of 1 for a milk concentration corresponding to an OD of 1.75 (3.5 if we consider round trip) with conventional imaging and only an OD of 1.4 (2.8 in round trip) for SA imaging.

We can see that there is a good accordance between the energy loss and the milk attenuation: when the single pass OD is increased by 1, the power is divided by 100.

2. Comparison to the Shot Noise

It is interesting to compare the laser quantum noise [27,28] to our actual limitation by parasitic reflection on milk and input face, since shot noise is the ultimate limitation we could reach. To compare our signal to quantum noise and not be any more limited by parasitic reflections after galvanometric mirrors, we simply realize the attenuation not by using the turbid medium but by adding an optical attenuator before the acousto-optic deflectors. As a result, the parasitic reflections after the mirrors are attenuated too, and the quantum noise is finally our limitation. The target is the same as in Fig. 3 and is immersed in pure water. The parameters of the microscopes are unchanged; the experimental measurements are presented in Fig. 8.

Both conventional and SA curves decrease with the optical attenuation with Beer-Lambert law, which corresponds to the attenuation of the power linked to parasitic reflections. The difference between the two shot noise limits for conventional and SA imaging comes from the adapted filtering: in SA modality, a big part of the noise is filtered, whereas in conventional imaging, the image is free of any numerical treatment. This

figure indicates that the laser quantum shot noise is about 3.5 orders of magnitude below our limitation for the synthetic LOFI microscope and 4.5 orders of magnitude for the conventional microscope. This shows that there is a big potential of improvement for both microscopes. Moreover, knowing that the LOFI setup is shot noise limited, noise corresponds to one photon reinjected during integration time (here $T = 100 \mu\text{s}$); Fig. 8 gives an idea of the number of photons reinjected from both signals and backgrounds. More precisely, there are approximately $3 \cdot 10^3$ parasitic photons in the synthetic setup and $3 \cdot 10^4$ for the conventional microscope.

6. CONCLUSIONS AND OUTLOOK

In this paper, we compared the performances of two LOFI-based microscopes: a conventional one, and another based on SA and numerical post-treatment. In particular we have shown that the resolution is strictly equivalent in both cases and degrades linearly with distance. We then theoretically and experimentally proved that the sensitivity of both microscopes degrades with the power 4 of the working distance.

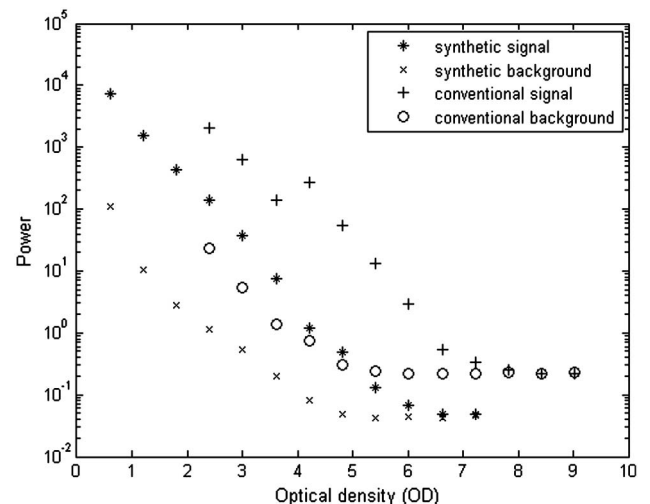


Fig. 8. Power measurements from the target and from the background versus OD. The setup is the same as in Fig. 6 but with an attenuator before the acousto-optic deflectors. The setups are quantum noise limited. Again when the round trip density is increased by 1, the power is divided by 10, which is coherent with Beer-Lambert law.

At equal resolutions, the direct imaging microscope is more sensitive (factor 2800 with the parameters used in the paper), and more photons are collected in this configuration. Images have been realized through milk diluted in water and have shown to be limited by parasitic reflections on elements between the mirrors and the target. Finally, the measurements have shown that with our parameters the SNR (ratio of signal photons to parasitic reflected photons) performances of conventional LOFI are 68 times higher than those of the SA microscope configuration. So benefits of the holographic microscope (3D imaging in a single x - y acquisition) are obtained at the expense of a degradation of the photometric performances.

In the future, several improvements are going to be explored. First, it has been shown that a translational scanning rather than the current galvanometric mirror scanning leads to a conservation of the resolution with working distance L . But this configuration has not been the subject of experiment yet, because it implies mechanical movements that are both slow and the cause of important vibrations.

Another important improvement is suggested by the last study of this paper, showing that our current background limitation for the holographic microscope is 3000 times above the shot noise. The parasitic reflections could be suppressed totally if only photons that are reflected by the target are shifted by the good frequency [29,30]. This improvement could lead us to a shot noise limitation and so to an SNR improvement of 3 orders of magnitude.

To conclude, the phase of the synthetic signal could be also used to realize holographic resolved profilometry or displacement maps. It is already used in SAR for geoscience applications [31]. It still remains to be applied to SAL in the near future.

REFERENCES

1. S. M. Popoff, G. Lerosey, R. Carminati, M. Fink, A. C. Boccara, and S. Gigan, "Measuring the transmission matrix in optics: an approach to the study and control of light propagation in disordered media," *Phys. Rev. Lett.* **104**, 100601 (2010).
2. M. Pernot, J.-F. Aubry, M. Tanter, A.-L. Boch, F. Marquet, M. Kujas, D. Seilhean, and M. Fink, "In vivo transcranial brain surgery with an ultrasonic time reversal mirror," *J. Neurosurg.* **106**, 1061–1066 (2007).
3. A. Dubois and C. Boccara, "Full-field OCT," *Med. Sci. (Paris)* **22**, 859–864 (2006).
4. M. Minsky, "Memoir on inventing the confocal scanning microscope," *Scanning* **10**, 128–138 (1988).
5. I. M. Vellekoop and C. M. Aegerter, "Scattered light fluorescence microscopy: imaging through turbid layers," *Opt. Lett.* **35**, 1245–1247 (2010).
6. P. Pantazis, J. Maloney, D. Wu, and S. E. Fraser, "Second harmonic generating (SHG) nanoprobe for in vivo imaging," *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **107**, 14535–14540 (2010).
7. S. Vertu, J. Flugge, J. J. Delaunay, and O. Haeberle, "Improved and isotropic resolution in tomographic diffractive microscopy combining sample and illumination rotation," *Central Eur. J. Phys.* **9**, 969–974 (2011).
8. K. Otsuka, "Self-mixing thin-slice solid-state laser metrology," *Sensors* **11**, 2195–2245 (2011).
9. E. Lacot, O. Jacquin, G. Roussely, O. Hugon, and H. Guillet de Chatellus, "Comparative study of autodyne and heterodyne laser interferometry for imaging," *J. Opt. Soc. Am. A* **27**, 2450–2458 (2010).
10. O. Jacquin, E. Lacot, W. Glastre, O. Hugon, and H. Guillet de Chatellus, "Experimental comparison of autodyne and heterodyne laser interferometry using Nd:YVO4 microchip laser," *J. Opt. Soc. Am. A* **28**, 1741–1746 (2011).
11. A. Witomski, E. Lacot, O. Hugon, and O. Jacquin, "Two dimensional synthetic aperture laser optical feedback imaging using galvanometric scanning," *Appl. Opt.* **47**, 860–869 (2008).
12. E. Lacot, R. Day, and F. Stoeckel, "Laser optical feedback tomography," *Opt. Lett.* **24**, 744–746 (1999).
13. E. Lacot, R. Day, and F. Stoeckel, "Coherent laser detection by frequency-shifted optical feedback," *Phys. Rev. A* **64**, 043815 (2001).
14. R. Day, E. Lacot, F. Stoeckel, and B. Berge, "Three-dimensional sensing based on a dynamically focused laser optical feedback imaging technique," *Appl. Opt.* **40**, 1921–1924 (2001).
15. O. Hugon, E. Lacot, and F. Stoeckel, "Submicrometric displacement and vibration measurement using optical feedback in a fiber laser," *Fiber Integr. Opt.* **22**, 283–288 (2003).
16. O. Hugon, I. A. Paun, C. Ricard, B. van der Sanden, E. Lacot, O. Jacquin, and A. Witomski, "Cell imaging by coherent backscattering microscopy using frequency-shifted optical feedback in a microchip laser," *Ultramicroscopy* **108**, 523–528 (2008).
17. O. Hugon, F. Joud, E. Lacot, O. Jacquin, and H. Guillet de Chatellus, "Coherent microscopy by laser optical feedback imaging (LOFI) technique," *Ultramicroscopy* **111**, 1557–1563 (2011).
18. V. Muzet, E. Lacot, O. Hugon, and Y. Guillard, "Experimental comparison of shearography and laser optical feedback imaging for crack detection in concrete structures," *Proc. SPIE* **5856**, 793–799 (2005).
19. K. Otsuka, T. Ohtomo, H. Makino, S. Sudo, and J. Ko, "Net motion of an ensemble of many Brownian particles captured with a self-mixing laser," *Appl. Phys. Lett.* **94**, 241117 (2009).
20. S. Sudo, T. Ohtomo, Y. Takahashi, T. Oishi, and K. Otsuka, "Determination of velocity of self-mobile phytoplankton using a self-mixing thin-slice solid-state laser," *Appl. Opt.* **48**, 4049–4055 (2009).
21. J. C. Curlander and R. N. McDonough, *Synthetic Aperture Radar: Systems and Signal Processing* (Wiley, 1991).
22. A. J. Pasmurov and J. S. Zimovier, *Radar Imaging and Holography* (Institution of Electrical Engineers, 2005).
23. C. C. Aleksoff, J. S. Accetta, L. M. Peterson, A. M. Tai, A. Klossler, K. S. Schroeder, R. M. Majwski, J. O. Abshier, and M. Fee, "Synthetic aperture imaging with a pulsed CO2 laser," *Proc. SPIE* **783**, 29–40 (1987).
24. S. Markus, B. D. Colella, and T. J. Green, "Solid-state laser synthetic aperture radar," *Appl. Opt.* **33**, 960–964 (1994).
25. A. Witomski, E. Lacot, O. Hugon, and O. Jacquin, "Synthetic aperture laser optical feedback imaging using galvanometric scanning," *Opt. Lett.* **31**, 3031–3033 (2006).
26. F. Dubois, C. Schockaert, N. Callens, and C. Yourassowsky, "Focus plane detection criteria in digital holography microscopy by amplitude analysis," *Opt. Express* **14**, 5895–5908 (2006).
27. M. I. Kolobov, L. Davidovich, E. Giacobino, and C. Fabre, "Role of pumping statistics and dynamics of atomic polarization in quantum fluctuations of laser sources," *Phys. Rev. A* **47**, 1431–1446 (1993).
28. A. Bramati, J. P. Hermier, V. Jost, E. Giacobino, L. Fulbert, E. Molva, and J. J. Aubert, "Effects of pump fluctuations on intensity noise of Nd:YVO4 microchip lasers," *Eur. Phys. J. D* **6**, 513–521 (1999).
29. O. Jacquin, E. Lacot, C. Felix, and O. Hugon, "Laser optical feedback imaging insensitive to parasitic optical feedback," *Appl. Opt.* **46**, 6779–6782 (2007).
30. O. Jacquin, S. Heidmann, E. Lacot, and O. Hugon, "Self-aligned setup for laser optical feedback imaging insensitive to parasitic optical feedback," *Appl. Opt.* **48**, 64–68 (2009).
31. G. Liu, J. Li, Z. Xu, J. Wu, Q. Chen, H. Zhang, R. Zhang, H. Jia, and X. Luo, "Surface deformation associated with the 2008 Ms8.0 Wenchuan earthquake from ALOS L-band SAR interferometry," *Int. J. Appl. Earth Obs. Geoinf.* **12**, 496–505 (2010).

**ANNEXE H : ARTICLE PUBLIÉ « SYNTHETIC
APERTURE LASER OPTICAL FEEDBACK
IMAGING USING A TRANSLATIONAL
SCANNING WITH GALVANOMETRIC
MIRRORS »**

Synthetic aperture laser optical feedback imaging using a translational scanning with galvanometric mirrors

Wilfried Glastre,* Olivier Jacquin, Olivier Hugon, Hugues Guillet de Chatellus, and Eric Lacot

Centre National de la Recherche Scientifique/Université de Grenoble 1, Laboratoire Interdisciplinaire de Physique, UMR 5588, Grenoble, F- 38041, France

*Corresponding author: wilfried.glastre@ujf-grenoble.fr

Received February 29, 2012; revised June 25, 2012; accepted June 27, 2012;
posted June 28, 2012 (Doc. ID 163929); published July 23, 2012

In this paper we present an experimental setup based on laser optical feedback imaging (LOFI) and on synthetic aperture with translational scanning by galvanometric mirrors for the purpose of making deep and resolved images through scattering media. We provide real two-dimensional optical synthetic aperture image of a fixed scattering target with a moving aperture and an isotropic resolution. We demonstrate theoretically and experimentally that we can keep microscope resolution beyond the working distance. A photometric balance is made, and we show that the number of photons participating in the final image decreases with the square of the reconstruction distance. This degradation is partially compensated by the high sensitivity of LOFI. © 2012 Optical Society of America

OCIS codes: 070.0070, 090.0090, 110.0110, 180.0180.

1. INTRODUCTION

Making images with a good in-depth resolution through scattering media is a major issue, limited by a double problematic: first, the scattering medium generally attenuates strongly the ballistic photons, which enable to obtain resolved images, and second, the wavefront is highly perturbed by scattered photons, degrading the quality of the resolved image. Several ways to overcome these problems have been proposed, among which we can distinguish two main families. The first one uses pre-compensation of the wavefront before propagation to improve the resolution. This technique is used successfully with both optics and acoustic modality [1–3], but it requires an *a priori* knowledge of the medium. The second one selects ballistic photons while rejecting multi-diffused parasitic photons: optical coherence tomography [4] and confocal microscopy associated [5] or not [6] with nonlinear effects belong to this family, as well as tomographic diffractive microscopy [7]. Our LOFI setup, based on optical reinjection in the laser cavity [8–10], belongs to this second family. LOFI has the advantage of providing a self-aligned and very sensitive optical system limited by shot noise [11,12] whatever the detector noise is. It is a very simple (no alignment needed and transportable system) setup compared to many other interferometers. Losses in ballistic photons are compensated by this high sensitivity due to LOFI, while multi-diffused photons are rejected by the confocal intrinsic feature of this technique. Furthermore, it gives access to both amplitude and phase of the retrodiffused optical electric field.

In order to solve the issue of making in-depth images, we propose a new configuration based on synthetic aperture by translational scanning with galvanometric mirrors. The technique was introduced first in synthetic aperture radar imaging (SAR) [13,14] to overcome the fact that no large portable

aperture component exists for radio waves. Synthetic aperture consists in scanning the target with a diverging beam while recording amplitude and phase information (accessible thanks to LOFI in our case) on the movement of the laser spot with respect to the target. It enables to realize a numerical focusing to recover a good resolution. In the optical field, it has first been applied to optical wavelengths with CO₂ [15] and Nd:YAG microchip laser sources [16–18] in what is called synthetic aperture laser (SAL). In all these previous pieces of work (SAR and SAL), the scanning was made only in one direction. The recovery of image resolution by synthetic aperture operation was performed in one direction (the scanning direction), whereas in the other direction only telemetry (a chirped signal is used instead of a monochromatic one, the frequency of the beating between the reinjected photons and the emitted signal depends on the round trip length) is used to improve the resolution. Moreover, at the beginning of SAL, the target itself was moved while the laser source was fixed. A setup presenting the advantage in terms of vibrations limitations and measurement speed to have a fixed object and a scanning laser was proposed in 2006 [19]. However, it has the drawback of being quite complex and, as we said before, presents anisotropic resolution due to one-dimensional scanning. In our case, by using two-dimensional (2D) scanning with galvanometric mirrors, we are able to recover an isotropic resolution with a complete 2D scanning. Here, we demonstrate what we believe to be the first 2D optical synthetic aperture image of a fixed, scattering target with a moving aperture and an isotropic resolution. This work is a continuation of [20–22], where a galvanometric rotation scanning of a fixed object was performed with LOFI. The problem was that the object was scanned angularly, implying a degradation of the resolution with the

reconstruction distance. The setup we propose here is based on a translational scanning of the object and we show that it implies a conservation of the resolution whatever the reconstruction distance is.

In a first part we present our experimental setup and remind the principles of LOFI; in particular, the translational laser scanning by galvanometric mirrors is introduced. We then present in a second part a complete study of synthetic aperture operation and show that we can keep microscope resolution beyond the working distance. To conclude, in a third and last part dedicated to photometric performances of the setup, we show that the final image quality degrades proportionally to the square of the distance of numerical refocusing. This drawback is partially compensated by the high sensitivity of LOFI.

2. REMINDER ON LOFI AND PRESENTATION OF THE EXPERIMENTAL SETUP

A. Experimental Setup

Figure 1 shows a description of the LOFI [8,9] experimental setup. The laser is a cw Nd:YVO₄ microchip emitting about 85 mW power at $\lambda = 1064$ nm. This laser has a relaxation frequency near $F_R \approx 2$ MHz. On its first pass, the laser beam is frequency shifted by a frequency $F_e/2$ where F_e is close to the relaxation frequency of the laser ($F_R \approx F_e$), and then sent to the bidimensional target by means of two rotating mirrors, respectively called M_x and M_y . The first one allows scanning of the target in the horizontal direction (x direction) and the second one in the vertical direction (y direction). The angular orientations of the galvanometric mirrors are given by the angles α_x and α_y , respectively. The beam diffracted and/or scattered by the target is then reinjected inside the laser cavity

after a second pass in the galvanometric scanner and the frequency shifter. The total frequency shift undergone by the photons reinjected in the laser cavity is therefore F_e , which results in triggering relaxation oscillations of the micro-laser and in amplifying the sensitivity of the device to the reinjected photons. A small fraction of the output beam of the microchip laser is sent to a photodiode. The delivered voltage is analyzed by a lock-in amplifier at the demodulation frequency F_e , which gives the LOFI signal (i.e., the amplitude and the phase of the electric field of the backscattered light). Experimentally, the LOFI images (amplitude and phase) are obtained pixel by pixel (i.e., point by point, line after line) by full 2D galvanometric scanning (α_x , α_y). We must now consider two possibilities:

- “Conventional” LOFI (Fig. 1 and Fig. 2 with $L = 0$) where we scan the object with a focused beam. We can get an amplitude [8,9] $|h(\alpha_x, \alpha_y)|$ or phase [23,24] image $\Phi_S(\alpha_x, \alpha_y)$.
- Synthetic aperture (SA) imaging LOFI [20–22] corresponding to imaging with a defocused beam (Fig. 1 and Fig. 2 with $L \neq 0$). This raw complex image $h(\alpha_x, \alpha_y)$ must be filtered to realize a numerical post focusing. It has the advantage, as we will see, to make images beyond the working distance of the lens.

In the following, whatever the target position is, we index all parameters related to an image without any postprocessing with “R” (raw) and those associated with a numerical refocusing with “SA” (synthetic aperture).

B. Experimental Scanning

In order to get a 2D image we need to have a relative translation between the target and the laser beam. In our setup we choose to keep a fixed target and to use galvanometric mirrors. The main advantage of this approach is to avoid parasitic

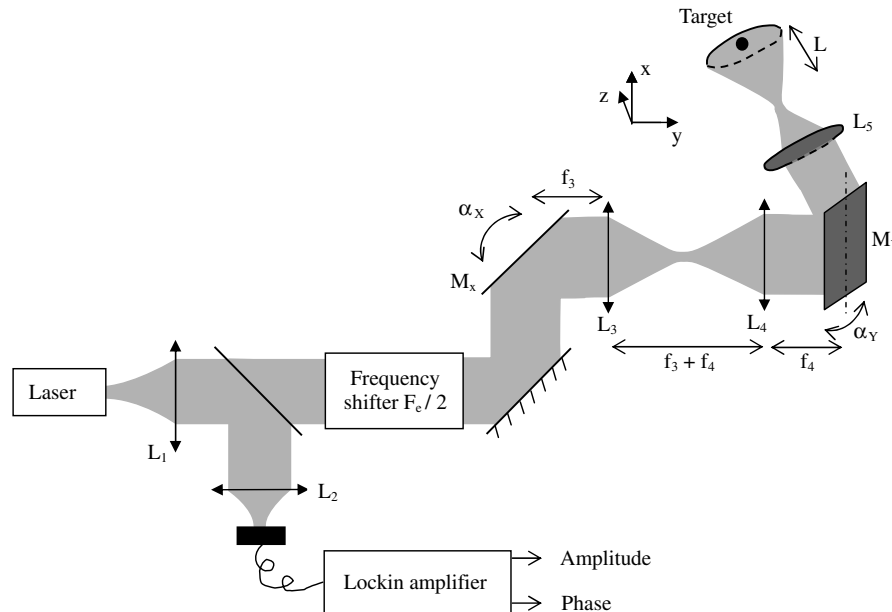


Fig. 1. Experimental setup of the synthetic aperture LOFI-based imaging system. The laser is a cw Nd:YVO₄ microchip collimated by lens L_1 . A beam splitter sends 10% of the beam on a photodiode connected to a lock-in amplifier, which gives access to the amplitude and phase of the signal. The frequency shifter is made of two acousto-optic modulators which diffract respectively in orders 1 and -1 and give a net frequency shift of $F_e/2 = 1.5$ MHz. $X - Y$ plane is scanned (see Fig. 2) by galvanometric mirrors M_x (scan in the X direction) and M_y (scan in the Y direction) conjugated by a telescope made by lenses L_3 and L_4 . f_3, f_4 , and f_5 are the focal lengths of lenses L_3, L_4 , and L_5 . α_x and α_y are the angular positions of galvanometric mirrors M_x and M_y .

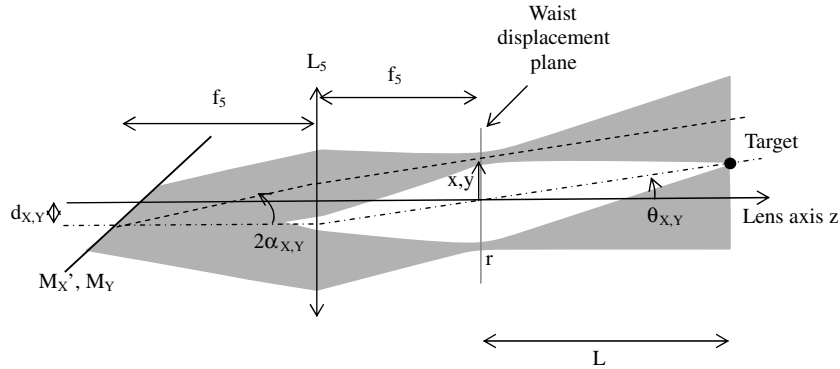


Fig. 2. Scanning mechanism of the setup of Fig. 1 after lens L_4 . The collimated laser beam is focused by the final imaging lens L_5 in its focal image plane with a waist radius r . Mirror M'_X (image of M_X through telescope, see Fig. 1) and M'_Y are in the focal object plane of imaging lens L_5 , which implies a displacement of the beam waist in the image focal plane of L_5 . The laser beam presents a slight misalignment with L_5 optical axis and rotation axis of galvanometric mirror of d_X in the X direction and d_Y in the Y direction. α_X and α_Y are the angular position of galvanometric mirrors M'_X and M'_Y . When $\alpha_X = \alpha_Y = 0$, the center of the beam is passing through the target (convention). x and y are the position of the waist in the focal image plane of L_5 . θ_X and θ_Y are the angles of the center of the beam relative to the direction normal to the focal image plane of L_5 ($\neq 0$ due to d_X and d_Y). The target at a position $(L\theta_X, L\theta_Y)$ is scanned by a defocused beam at a distance L from the beam waist.

vibrations and to benefit from the scanning speed of the galvanometric mirrors. Synthetic aperture using galvanometric mirrors has previously been presented in [20–22]. The object was scanned angularly by the two galvanometric mirrors and we showed that it was possible to obtain a resolved image from a raw defocus image after numerical refocusing. The main drawback was that the final synthetic resolution was degrading linearly with working distance (distance between the mirrors and the target) [20,21]. To avoid that problem we choose here a translational (instead of angular) scanning of the target and we will show in the following parts that it implies a constant resolution independently from the working distance. In our scanning setup, the two galvanometric mirrors (M_X and M_Y) are conjugated by a telescope formed by lens L_3 and L_4 having the same focal length $f_3 = f_4 = 50$ mm leading to a magnification of 1 (see Fig. 1); we call M'_X the image of M_X through the telescope. To achieve a translational scanning in X and Y directions, the mirrors M'_X and M'_Y are placed in the focal object plane of lens L_5 (see Fig. 2). Lens L_5 (focal length $f_5 = 25$ mm here) converts the angular movement of the collimated laser beam after mirrors M'_X and M'_Y into a movement of translation and focuses the beam with a waist radius $r \approx 13 \mu\text{m}$ in the focal image plane of L_5 . It is important to specify that we are scanning with low angular amplitude (around one hundred of milliradian corresponding to few millimeters of spatial field for $f'_5 = 25$ mm) for the two galvanometric mirrors. As a result we can neglect aberrations that telescope and lens L_5 could add. This results in a planarity of the displacement of the beam waist with an interferometric precision (important for synthetic aperture processing); this has been experimentally checked by scanning a plane mirror, we got white light fringe. To further simplify our problem we make the approximation of paraxial and Gaussian optical rays, which seems reasonable considering our experimental values (waist $r = 13.5 \mu\text{m}$ for $\lambda = 1064$ nm). The relations between the angular position (α_X, α_Y) of the mirrors M_X and M_Y and the position (x, y) of the laser in the focal image plane are then given by

$$x = 2f_5\alpha_x, \quad y = 2f_5\alpha_y. \quad (1)$$

Due to mechanical imprecision, there can be a slight misalignment d_X and d_Y between the laser beam axis and mirrors M'_X and M'_Y rotation axis. As a result, the angles θ_X and θ_Y between laser beam axis and the Z direction (Fig. 2) are

$$\theta_X = \frac{d_X}{f_5}, \quad \theta_Y = \frac{d_Y}{f_5}. \quad (2)$$

3. POINT SPREAD FUNCTION OF THE SYNTHETIC IMAGE

A. Raw Paraxial Impulse Response

We consider the situation of Fig. 1 and Fig. 2 where the target plane is situated at a distance L from the waist plane (focal image plane of L_5) and is scanned by a defocused beam. Because the imaging system is linear (if the object is laterally translated, the raw acquired image is simply translated too), we only need to consider the case of the response $h_R(L, x, y)$ of a punctual object located on the beam axis for α_X and $\alpha_Y = 0$. Then the target coordinates are $(L\theta_X, L\theta_Y)$. This is the point spread function (PSF) of the imaging system at a distance acquisition of L from the waist plane. For a more complex image $t(x, y)$, the signal given by the imaging system is simply $t(x, y) * h_R(L, x, y)$, where $*$ is the convolution operator. The electric field striking the target can be simply derived from the propagation of complex electric field over a distance L . $h_R(L, x, y)$ then corresponds to the square of this electric field because of the symmetry between emission and reinjection of electric field:

$$\begin{aligned} h_R(L, x, y) &\propto \left(\exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{r^2\left(1 + \left(\frac{L}{z_R}\right)^2\right)}\right) \right)^2 \\ &\quad \times \exp\left(j2\pi\frac{(x - L\theta_x)^2 + (y - L\theta_y)^2}{2R(L)\lambda}\right) \\ &\propto \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{\text{RES}_R(L)^2}\right) \\ &\quad \times \exp\left(j2\pi\frac{(x - L\theta_x)^2 + (y - L\theta_y)^2}{\frac{2R(L)}{2}\lambda}\right). \end{aligned} \quad (3)$$

with

$$\begin{aligned} \text{RES}_R(L) &= \frac{r}{\sqrt{2}} \sqrt{1 + \left(\frac{L}{Z_R}\right)^2} \\ Z_R &= \frac{\pi r^2}{\lambda} \\ R(L) &= L \left(1 + \left(\frac{Z_R}{L}\right)^2\right). \end{aligned} \quad (4)$$

The square caused by symmetrical coupling between the object and the laser mode was forgotten in [20–22] and so an error of $\sqrt{2}$ was made on the resolution in these articles; we have corrected this error here. In these equations and in future equations, we only give proportional expressions because only the shape (related to resolution) is interesting. Considering the far-field situation ($L \gg Z_R$), $h_R(L, x, y)$ corresponds to a wavefront of lateral spatial width $\text{RES}_R(L)$ and a radius of curvature $R(L)/2 \approx L/2$. It is interesting to see the spectral content of the signal. Using the stationary phase theorem [25] on Eq. (3), we get $H_R(L, \nu, \mu)$ the Fourier transform of $h_R(L, x, y)$, where (ν, μ) are the spatial frequencies associated with (x, y) :

$$\begin{aligned} H_R(L, \nu, \mu) &\propto \exp\left(-\frac{(\nu - F_X)^2}{\Delta\nu^2} + \frac{(\mu - F_Y)^2}{\Delta\mu^2}\right) \\ &\times \exp\left(-j\frac{\pi L\lambda((\nu - F_X)^2 + (\mu - F_Y)^2)}{2}\right), \end{aligned} \quad (5)$$

with

$$F_X = \frac{2\theta_X}{\lambda}, \quad F_Y = \frac{2\theta_Y}{\lambda}, \quad \Delta\nu = \Delta\mu = \frac{\sqrt{2}}{\pi r}. \quad (6)$$

Here too, it is important to give a more physical interpretation: each plane wave in the signal corresponds to a different spatial Doppler frequency. As a result, $H_R(L, \nu, \mu)$ represents the decomposition of the signal into plane waves (each couple ν, μ represents a plane wave). The first exponential term represents the plane waves content of the laser beam of widths $\Delta\nu$ and $\Delta\mu$ inversely proportional to the waist r and centered around central Doppler shift [F_X and F_Y proportional to θ_X and θ_Y as seen in Eq. (2)]. The second exponential term (phase term) gives the phase shifts between these plane waves, which are characteristic of the defocus of the laser beam. More precisely, this second term corresponds to the free space transfer function over a distance $L/2$ as expected.

B. Numerical Refocusing Process

It is possible to numerically refocus on the object by eliminating the quadratic dephasing between plane waves expressed in the second exponential term of Eq. (5). This is equivalent to multiply $H_R(L, \nu, \mu)$ by the free-space transfer function over a distance $-L/2$ (retropropagation) $H_{\text{filter}}(L, \nu, \mu)$ given by

$$H_{\text{filter}}(L, \nu, \mu) = \exp\left(j\frac{\pi L\lambda(\nu^2 + \mu^2)}{2}\right). \quad (7)$$

After numerical filtering, we get a signal $H_{\text{SA}}(L, \nu, \mu)$ in the spatial frequency domain:

$$\begin{aligned} H_{\text{SA}}(L, \nu, \mu) &= H_R(L, \nu, \mu)H_{\text{filter}}(L, \nu, \mu) \\ &\propto \exp\left(-\frac{(\nu - F_X)^2 + (\mu - F_Y)^2}{\Delta\nu^2}\right) \\ &\times \exp(j\pi\lambda L(\nu F_X + \mu F_Y)). \end{aligned} \quad (8)$$

If we calculate the inverse Fourier transform of $H_{\text{SA}}(L, \nu, \mu)$ we obtain $h_{\text{SA}}(L, x, y)$, the final numerically refocused image in the plane of the target:

$$\begin{aligned} |h_{\text{SA}}(L, x, y)| &= |TF^{-1}(H_{\text{SA}})(x, y)| \\ &\propto |\exp(-\pi^2 \Delta\nu^2((x + L\theta_x)^2 \\ &+ (y + L\theta_y)^2)) \exp(j2\pi(xF_X + yF_Y))| \\ &\propto \exp\left(-\frac{((x + L\theta_x)^2 + (y + L\theta_y)^2)}{\left(\frac{r}{\sqrt{2}}\right)^2}\right). \end{aligned} \quad (9)$$

The final resolution is thus $r/\sqrt{2}$, which implies by comparing to Eq. (4) ($\text{RES}_R(0) = r/\sqrt{2}$) that the lens L_5 resolution is recovered despite defocused raw acquisition. It is important to note that after filtering, the resolution does not depend on L but only on the plane wave content of the signal and so on r .

C. Final Image Resolution and Comparison with Raw Imaging

It has been previously shown that by numerically refocusing the raw image on the target plane, we get the same resolution $\text{RES}_R(0)$ as if we used a direct focusing on the object. The question we can now ask is what happens if we have a second object (object 2) in a plane at a distance δ from object 1 [see Figure 3(a)] and if we perform a numerical refocusing in the plane of object 1. What is the signal of object 2? Considering this, the new synthetic signal depends now on an additional parameter and is noted $h_{\text{SA}}(L - \delta, L, x, y)$, where the first parameter is the distance between the laser waist and the plane of object 2 (here $L - \delta$) and the second parameter the distance between the laser waist and the plane of refocusing containing object 1 (here L). In the Fourier space, from the raw signal $H_R(L - \delta, \nu, \mu)$ [see Eq. (5)], we get after filtering by $H_{\text{filter}}(L, \nu, \mu)$ [see Eq. (8)] the final signal $H_{\text{SA}}(L - \delta, L, \nu, \mu)$ (the Fourier transform of $h_{\text{SA}}(L - \delta, L, x, y)$):

$$H_{\text{SA}}(L - \delta, L, \nu, \mu) = H_R(L - \delta, \nu, \mu)H_{\text{filter}}(L, \nu, \mu). \quad (10)$$

To avoid unnecessary and complicated calculations, it is more convenient to have a physical vision to get the expression of $h_{\text{SA}}(L - \delta, L, x, y)$. We remind that $h_R(L - \delta, x, y)$ corresponds to the expression of a wavefront, which has been propagated from a waist $r/\sqrt{2}$ on a distance $((L - \delta)/2)$ (width $\text{RES}_R(L - \delta)$), with angles $(2\theta_X, 2\theta_Y/Z)$ direction). As H_{filter} is the free-space transfer function over a distance $-L/2$ (Eq. (7)), we immediately deduce

$$\begin{aligned} |h_{\text{SA}}(L - \delta, L, x, y)| &= |TF^{-1}(H_{\text{SA}}(L - \delta, L, \nu, \mu))(x, y)| \\ &\propto \exp\left(-\frac{(x + L\theta_x)^2 + (y + L\theta_y)^2}{\text{RES}_{\text{SA}}(\delta)}\right), \end{aligned} \quad (11)$$

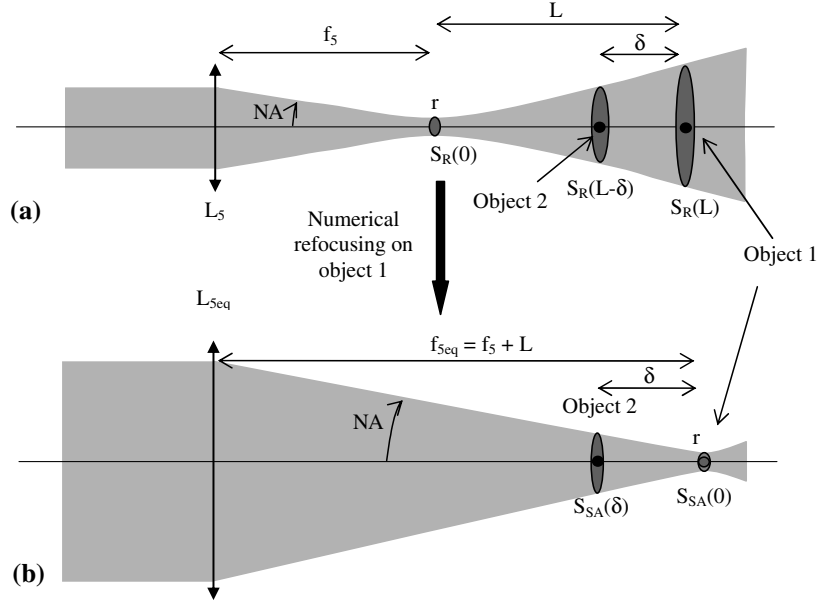


Fig. 3. Comparison in terms of resolution of the (a) raw acquisition and (b) after numerical refocusing in the plane of object 1. δ is the distance between two objects of interest. $S_R(L) = \pi \text{RES}_R(L)^2$ is the surface of the beam at a distance L from the beam waist and $S_{SA}(\delta) = \pi \text{RES}_{SA}(\delta)^2$ is the surface of the beam at a distance δ from the plane of refocusing (here plane of object 1).

with

$$\text{RES}_{SA}(\delta) = r' \sqrt{1 + \left(\frac{\delta}{2Z'_R}\right)^2}, \quad r' = \frac{r}{\sqrt{2}}, \quad Z'_R = \frac{\pi r'^2}{\lambda}. \quad (12)$$

$\text{RES}_{SA}(\delta)$ is the resolution of the signal $h_{SA}(L - \delta, L, x, y)$. By comparing Eq. (4) and Eq. (12), we note that $\text{RES}_{SA}(\delta) = \text{RES}_R(\delta)$. This implies that, considering the resolution, the numerical filtering by $H_{\text{filter}}(L, \nu, \mu)$ transforms the system into an equivalent one where lens L_5 is turned into a lens $L_{5\text{eq}}$ with a longer focal length $f_{5\text{eq}} = f_5 + L$ but keeping the same numerical aperture (NA) (see Fig. 3). As a result, it is possible to get a higher working distance keeping a constant resolution and depth of field.

In addition to the capability of extending the working distance, this arrangement opens the possibility of fast three-dimensional (3D) imaging since we are able to choose the plane of focusing numerically with a single $X - Y$ object scanning. Further work about 3D imaging is planned in the future.

Another thing to consider is the evolution of acquisition time and amount of data with the initial defocusing L . The number of data we have to store corresponds to the number of pixels in the raw image. The number of pixels needed corresponds to a correct sampling of the signal in the space—spatial frequency domain (the whole object field at Shannon frequency). In the case of the acquisition without defocusing ($L = 0$), since each raw pixel is acquired during an integration time T , the total acquisition $T_{\text{acq}}(L = 0)$ is

$$T_{\text{acq,R}}(L = 0) \propto L_X L_Y \Delta\nu \Delta\mu T \propto \frac{L_X L_Y T}{\gamma^2}. \quad (13)$$

In this expression L_X and L_Y are, respectively, the length and width of the target. In the case where $L \neq 0$, the raw initial defocus increases the spatial width of the signal by $2\text{RES}_R(L)$

in both X and Y directions; the spectral content stays unchanged (and so the sampling rate). As a result the total acquisition time is changed into $T_{\text{acq}}(L)$:

$$\begin{aligned} T_{\text{acq}}(L) &\propto (L_X + 2\text{RES}_R(L))(L_Y + 2\text{RES}_R(L))\Delta\nu\Delta\mu T \\ &\propto \frac{(L_X + 2\text{RES}_R(L))(L_Y + 2\text{RES}_R(L))T}{\gamma^2}. \end{aligned} \quad (14)$$

As a conclusion, the ability of going beyond the working distance of L_5 while keeping the resolution is possible at the cost of an increase of both time acquisition and quantity of data to store. This can be compared to angular galvanometric scanning developed in [22], where the time measurement stays constant whereas the resolution degrades with working distance.

Until that point, calculations have been performed for paraxial rays, but if we consider all physical interpretations in term of plane wave phase manipulations, we can easily understand that it is possible to extend the analysis and the refocusing to lenses L_5 with higher NA (microscope objectives for example) or with spherical aberration. Instead of using paraxial filter H_{filter} , we need to use a filter that eliminates the phase shifts between the plane waves in the raw signal [to eliminate the second exponential of Eq. (5)]. This filter can be calculated exactly if we know the aberrations of the lens or objective L_5 .

D. Experimental Validation

The setup described in Fig. 1 has been built and tested. We then have chosen a target made of reflective silica beads of $40 \mu\text{m}$ diameter behind a circular aperture of 1 mm diameter [Figure 4(a)]. The raw acquisition performed at a distance $L = 1 \text{ cm}$ is given in Fig. 4(b), this image is enlarged compared to the object because of the defocusing. Figure 4(c) gives the modulus of its Fourier transform and Figure 4(d) the numerically refocused image. We successfully pass from a defocused image with a resolution $\text{RES}_R(L = 1 \text{ cm}) = 180 \mu\text{m}$ to a

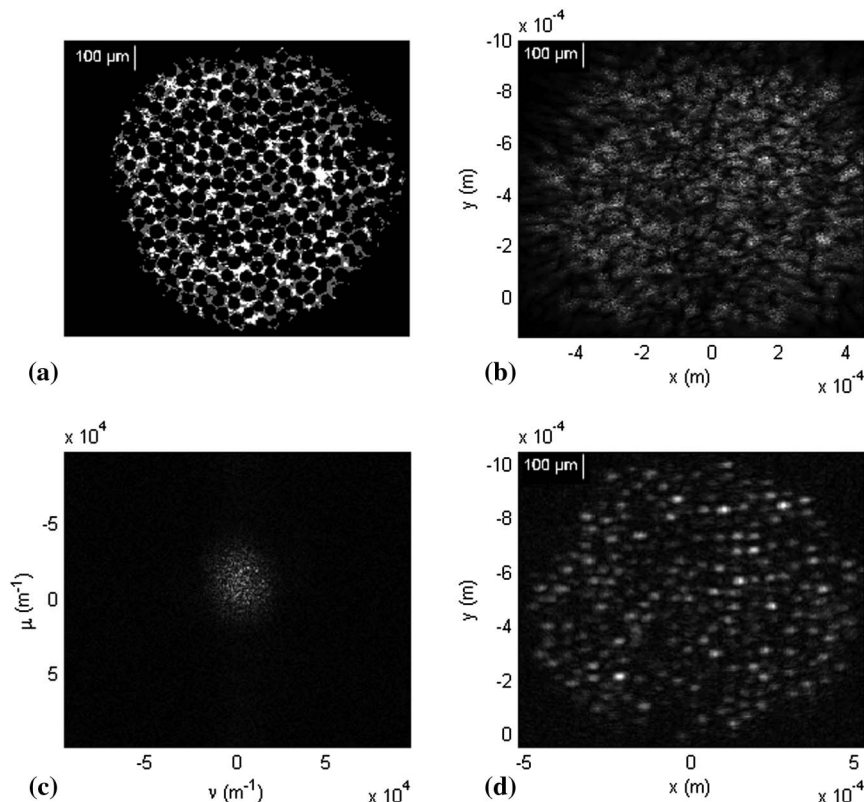


Fig. 4. Example of synthetic aperture LOFI. (a) Object under microscope. It is made of reflective silica beads of $40\ \mu\text{m}$ diameter behind a circular aperture of $1\ \text{mm}$ diameter. The bright field transmission image is made through a Zeiss microscope objective with a magnification of 10 and a 0.25 numerical aperture (focal length of $20\ \text{mm}$); (b) Raw image of the object with LOFI setup $r = 13.5\ \mu\text{m}$, $L = 1\ \text{cm}$, 512×512 pixels. The beam size on the target plane is equal to $180\ \mu\text{m}$: beads are not resolved; (c) Recorded image in the space frequency domain; (d) Image after numerical refocusing, a resolution $\text{RES}_R(0) = \text{RES}_{\text{SA}}(0) = r/\sqrt{2} = 9.5\ \mu\text{m}$ is expected and verified experimentally.

numerically refocused image with a resolution $\text{RES}_{\text{SA}}(0) = \text{RES}_R(0) = 9.5\ \mu\text{m}$. The optimal refocusing distance was determined by using the detection criteria described by Dubois *et al.* [26]. The acquisition time for this 512×512 pixel image was approximately $1\ \text{min}$ with an integration time of $T = 50\ \mu\text{s}$ by pixel.

We now have to experimentally check the theoretical prediction of Eqs. (4) and (12) about the resolution of the raw and synthetic signals. In order to measure the resolution versus the defocus, we consider single silica bead [object Fig. 4(a)] and we fit a section along the X direction with a Gaussian function. This method is possible because, relative to the laser, a silica (spherical) bead behaves like a punctual reflector located at the geometric center of the bead. The different experimental resolutions versus the defocus (Fig. 5) are then fitted with the theoretical predictions $[\text{RES}_R(\delta)]$ and $[\text{RES}_{\text{SA}}(\delta)]$ in Fig. 5(a) and 5(b), respectively.

We note that the theory is verified in both raw and synthetic cases. Fitting the experimental data leads to $r/\sqrt{2} \approx 9.5\ \mu\text{m}$.

4. PHOTOMETRIC BUDGET OF THE SYNTHETIC IMAGING SETUP

After the analysis of the resolution, we are now exploring photometric properties and more particularly, the evolution of the signal power with the defocusing distance L (see Fig. 1, Fig. 2, and Fig. 3). First, it is important to explain what we call “signal power”: it corresponds to the number of photons re-injected in the laser and so which participate in the image.

The LOFI signal corresponds to an electric field and as a result, the signal power is given by the square of the modulus of the signal. Once again, we make the approximation of paraxial rays, but we consider a uniform distribution of laser intensity instead of a Gaussian one to simplify the problem. We perform the calculations with a Lambertian diffusive target of albedo ρ and of surface S . In order to have all the signal power concentrated in one pixel when we are focused on its plane (numerically or during the acquisition), the surface S is chosen smaller than $S_R(0) = \pi \text{RES}_R(0)^2$ (the object is not resolved). $S_R(L)$ is the surface of the beam at a distance L from the beam waist, as shown in Figure 3(a). We first present the calculation for the raw acquisition with $L = 0$ already done in [22], then we make the analysis for $L \neq 0$ and to conclude, we experimentally verify the theoretical expectations.

A. Direct Focused LOFI

First, we consider the case of raw acquisition directly in the target plane. The retrodiffused power P_R in the only bright pixel of the image is given by [22]

$$P_R = \rho L_R G_R = \rho \frac{E_R}{\pi} G_R = \frac{\rho P_0}{\pi S_R(0)} S \pi (\text{NA})^2 = \frac{\rho P_0 S (\text{NA})^2}{S_R(0)}. \quad (15)$$

L_R is the luminance and E_R the illuminance in the focal image plane of L_5 . G_R is the geometrical extent, P_0 is the laser power sent on the object. $S_R(0)$ and the NA are given by

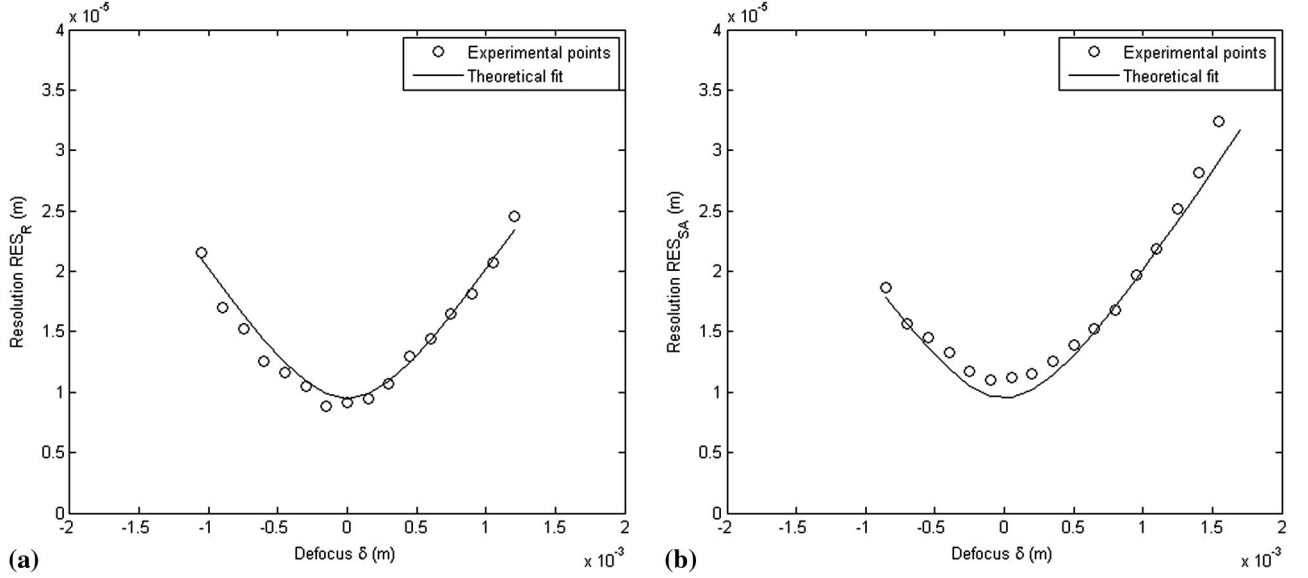


Fig. 5. Evolution of the resolution in the X direction with the defocus δ , fitted by the theoretical expression of $\text{RES}_R(\delta)$. The resolution is calculated by fitting a section along X of the image of one bead in the image of Fig. 4 (which is the PSF since the bead can be considered as a punctual scatterer); (a) raw case, the defocus corresponds to the $L = \delta$ in Figs. 1 and 2; (b) Synthetic case, the defocus corresponds to the difference between the parameter L during the acquisition and the numerical retro propagation distance L' : $\delta = L - L'$ [see Fig. 3(b)].

$$S_R(0) = \pi \text{RES}_R(0)^2 = \frac{\pi r^2}{2}, \quad N_{\text{pixels}}(L) = \frac{S_R(L)}{S_R(0)}. \quad (20)$$

$$\text{NA} = \left. \frac{\text{RES}_R(\delta)}{\delta} \right|_{\delta \gg Z_R} = \frac{\lambda}{\pi r \sqrt{2}} = \frac{\lambda}{2\sqrt{\pi S_R(0)}}. \quad (16)$$

We finally rewrite Eq. (15) in this form:

$$P_R = \frac{\rho P_0 S(\text{NA})^2}{S_R(0)} = \frac{\rho P_0 S \left(\frac{\lambda}{2\sqrt{\pi S_R(0)}} \right)^2}{S_R(0)} = \frac{\rho P_0 S \lambda^2}{4\pi S_R(0)^2}. \quad (17)$$

$$P_{\text{SA}}(L) = P_{\text{RawSA}}(L) N_{\text{pixels}}(L) = \frac{\rho P_0}{\pi S_R(L)} \frac{S S_R(0) S_R(L)}{L^2} = \frac{\rho P_0 S}{\pi L^2}. \quad (21)$$

B. Synthetic LOFI

We now turn to the total power $P_{\text{SA}}(L)$ in the refocused image of a raw acquisition at a distance $L \neq 0$. It is a bit more complicated since this image is built with several pixels $N_{\text{pixels}}(L)$ of the raw image due to the defocused scanning beam of surface $S_R(L) > S_R(0)$; the signal in each of the pixels of the raw image have a power $P_{\text{RawSA}}(L)$. After numerical refocusing the power from all these $N_{\text{pixels}}(L)$ pixels is concentrated in a single synthetic pixel, we have

$$P_{\text{SA}}(L) = P_{\text{RawSA}}(L) N_{\text{pixels}}(L), \quad (18)$$

with

$$P_{\text{RawSA}}(L) = \rho L_{\text{SA}}(L) G_{\text{SA}}(L) = \rho \frac{E_{\text{SA}}(L)}{\pi} G_{\text{SA}}(L) = \rho \frac{P_0}{\pi S_R(L)} \frac{S S_R(0)}{L^2}. \quad (19)$$

$L_{\text{SA}}(L)$ is the luminance, $E_{\text{SA}}(L)$ the illuminance in the plane of object [1] Fig. 3(a) and $G_{\text{SA}}(L)$ is the geometrical extent of the laser spot. The number of pixels in the raw image participating in the synthetic bright pixel is

By combining Eqs. (18), (19), and (20), we get

Finally we expect a decrease of the signal power proportional to L^2 . Making images deeper than working distance of lens L_5 has a cost in terms of signal power and then of signal-to-noise ratio (SNR). However, if we compare to [22], translational scanning shows a slower decrease of power ($\sim 1/L^2$) than rotational scanning ($\sim 1/L^4$). The quick decrease of $P_{\text{RawSA}}(L)$ with L ($\sim 1/L^4$) is linked to the fact that we use a LOFI microscope outside its confocal zone; we can say that we have lost confocal advantage of LOFI. As a result, in addition to the target signal attenuation, we have got another problem: multi-scattered photons are not rejected anymore compared to the signal of interest. However, we have noticed that the increase of the background due to multi-scattered photons can be neglected compared to the attenuation of ballistic photons, which is the true limitation for the accessible deepness through the scattering medium. We can think that it is due to low reflectivity of fatty milk particles (we use diluted milk as scattering medium).

C. Comparison between the Two Imaging Modalities and Discussion on the Limitations

We have shown the asymptotic dependence of P_{SA} with L . We now predict a more quantitative relation between P_{SA} and P_R . By definition,

$$\begin{aligned}
S_R(L) &= \pi \text{RES}_R(L)^2 = \pi \left(\frac{\lambda L}{\sqrt{2\pi r}} \right)^2 \\
&= \frac{\lambda^2 L^2}{4\pi \left(\frac{r}{\sqrt{2}} \right)^2} = \frac{\lambda^2 L^2}{4S_R(0)} \Rightarrow L = 2 \frac{\sqrt{S_R(0)S_R(L)}}{\lambda}. \quad (22)
\end{aligned}$$

By combining Eqs. (17), (21), and (22), we finally get the following simple relation:

$$\frac{P_{SA}(L)}{P_R} = \frac{\frac{\rho P_0 S}{\pi L^2}}{\frac{\rho P_0 S \lambda^2}{4\pi S_R(0)^2}} = \frac{4S_R(0)^2}{L^2 \lambda^2} = \frac{S_R(0)^2}{S_R(0)S_R(L)} = \frac{S_R(0)}{S_R(L)}. \quad (23)$$

The ratio between two images acquired with and without defocusing is simply given by the ratio of surfaces of the beam in the two target planes of acquisition [$S_R(0)$ and $S_R(L)$]. In the same manner than with the resolution (but now considering photometric balance) we can ask what the parasitic signal introduced by object 2 located at a distance $L - \delta$ from the waist will be, if we want to image object 1 (Fig. 3) considering that the two objects have the same albedo ρ and surface S . Similarly to the discussion on the resolution, we need to introduce a new parameter in $P_{SA}(L)$, which becomes $P_{SA}(L - \delta, L)$, the power from object 2 in one pixel (which is perturbing the image of object 1) when we numerically refocus in the plane of object 1. The image of object 2 is then reduced to one pixel. We have the following relation:

$$\begin{aligned}
\frac{P_{SA}(L, L)}{P_{SA}(L - \delta, L)} &= \frac{\frac{P_{SA}(L, L)}{P_R}}{\frac{S_R(0) P_{SA}(L - \delta, L - \delta)}{S_R(\delta) P_R}} = \frac{S_R(\delta)}{S_R(0)} \frac{S_R(0)}{S_R(L)} \\
&= \frac{S_R(\delta) S_R(L - \delta)}{S_R(0) S_R(L)}. \quad (24)
\end{aligned}$$

Because of the defocusing effect we have

$$P_{SA}(L - \delta, L) = \frac{S_R(0)}{S_R(\delta)} P_{SA}(L - \delta, L - \delta). \quad (25)$$

In the last equality of Eq. (24), the first ratio corresponds to the defocus over a distance δ [Fig. 3(b)] and the second factor of the final expression in Eq. (24) comes from Eq. (23) and is due to the total number of photons reinjected. It is important to remark that in the situation of a raw acquisition focused on object 2 ($L - \delta = 0$), even if we refocus on object 1, the power of the parasitic signal in one pixel from object 2 in the synthetic image, is at the same level that the total power from object 1 (concentrated in only one pixel as we numerically refocus on it). As a result, in that situation, we are not able to separate object 2 from object 1 despite object 2 being defocused in the synthetic image; this is due to the excessive amount of power reinjected by object 2 during raw acquisition. Nevertheless, this situation is improved when both object 1 and 2 are acquired far from the waist [L is increased in Fig. 3(a)]. Indeed, for high values of L ($L \gg \delta$), Eq. (24) is simplified in $S_R(\delta)/S_R(0) (> 1)$. However, we showed in Eq. (21) that the total power reinjected by an object located at a distance L is degrading proportionally to L^2 . As a result, in order to have both a good separation between object 1 and 2 and a globally sufficient SNR, we must find a compromise for L .

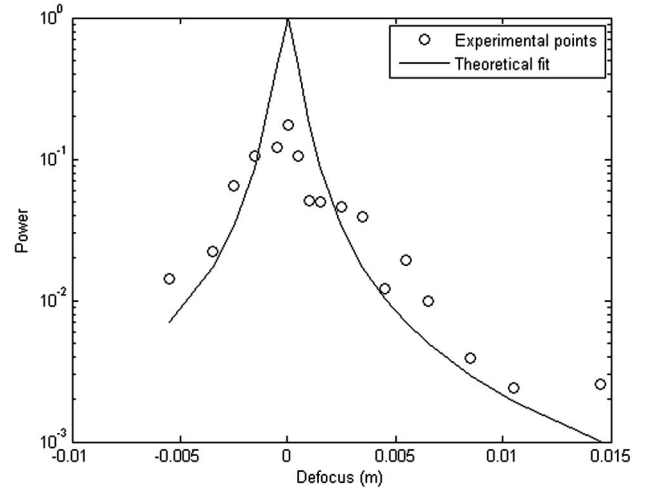


Fig. 6. Evolution of the signal power reflected by the object of Fig. 4(a) versus the defocus L (see Fig. 3(a)). Positive defocus corresponds to an increase of the distance between the object and the lens L_5 . The vertical axis has an arbitrary normalized unit.

D. Experimental Validation

To confirm the theoretical predictions of the previous section, we have experimentally measured the power in the image of the previous object made with silica beads [Fig. 4(a)]. What we call the total power corresponds to the sum of the square modulus of the signal coming from all pixels of the raw [Fig. 4(b)] or refocused image [Fig. 4(c)]. Indeed, according to Parseval's theorem and to Eq. (10) where the filter transfer function has a modulus equal to unity, the power in the raw and refocused image is the same. We have experimentally measured the power in the signal versus the defocus of the raw acquisition, these points have then been fitted with the theoretical curve given by Eqs. (3) and (11). These results are presented in Fig. 6.

We can consider that our theoretical predictions describe relatively well the experimental results. The main discrepancy arises for small defocus values, where there is a difference of a factor ~ 10 . This could be explained by several approximations that have been made: we have neglected the small astigmatism of the laser beam that is important for low values of L and the non-Lambertian nature of silica beads in the target.

5. CONCLUSION AND FUTURE WORK

We have made the demonstration of a simple, self-aligned, and very sensitive imaging system able to work beyond the working distance of an objective lens, which is particularly useful to make resolved image through deep turbid media. These performances have been reached by combining the use of the LOFI technology, which gives the sensitivity and the self-alignment, with the original 2D translational scanning associated to aperture synthesis, which keeps the resolution constant beyond the usual lens working distance. Thanks to our simple 2D translational scanning with galvanometric mirrors, we realized, to our knowledge, the first imaging system based on synthetic aperture numerical treatment with a fixed target and an isotropic resolution. Concerning the resolution, we have shown that performing a numerical refocusing enables to transform the initial real objective or lens into an equivalent objective with a higher focal length (thus a longer working distance) while keeping the initial NA (and so the

resolution). But we demonstrated also that this advantage is at the cost of an increased acquisition time and data storage (proportional to L^2) and reduced photometric performances (proportional to $1/L^2$). We have characterized the 3D PSF of our synthetic microscope with 2D images (silica beads). In a future work, we plan to investigate real 3D imaging. Regarding the photometric performances, we explored the signal power reinjected versus the acquisition defocus and the influence of diffusers in different planes when we are numerically focusing in another plane. We also have to present the influence of all noises and perturbations on our final image in order to get the final accessible SNR; this will be presented in a companion paper.

REFERENCES

1. S. M. Popoff, G. Lerosey, R. Carminati, M. Fink, A. C. Boccara, and S. Gigan, "Measuring the transmission matrix in optics : an approach to the study and control of light propagation in disordered media," *Phys. Rev. Lett.* **104**, 100601 (2010).
2. M. Pernot, J.-F. Aubry, M. Tanter, A.-L. Boch, F. Marquet, M. Kujas, D. Seilhean, and M. Fink, "In vivo transcranial brain surgery with an ultrasonic time reversal mirror," *J. Neurosurg.* **106**, 1061–1066 (2007).
3. I. M. Vellekoop and C. M. Aegerter, "Scattered light fluorescence microscopy: imaging through turbid layers," *Opt. Lett.* **35**, 1245–1247 (2010).
4. A. Dubois and C. Boccara, "OCT plein champ," *Med. Sci.* **22**, 859–864 (2006).
5. P. Pantazis, J. Maloney, D. Wu, and S. E. Fraser, "Second harmonic generating (SHG) nanoprobes for in vivo imaging," *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **107**, 14535–14540 (2010).
6. M. Minsky, "Memoir on inventing the confocal scanning microscope," *Scanning* **10**, 128–138 (1988).
7. S. Vertu, J. Flugge, J. J. Delaunay, and O. Haeberle, "Improved and isotropic resolution in tomographic diffractive microscopy combining sample and illumination rotation," *Central Eur. J. Phys.* **44**, 969–974 (2011).
8. E. Lacot, R. Day, and F. Stoeckel, "Laser optical feedback tomography," *Opt. Lett.* **24**, 744–746 (1999).
9. E. Lacot, R. Day, and F. Stoeckel, "Coherent laser detection by frequency-shifted optical feedback," *Phys. Rev. A* **64**, 043815 (2001).
10. K. Otsuka, "Self-mixing thin-slice solid-state laser metrology," *Sensors* **11**, 2195–2245 (2011).
11. E. Lacot, O. Jacquin, G. Roussely, O. Hugon, and H. Guillet de Chatellus, "Comparative study of autodyne and heterodyne laser interferometry for imaging," *J. Opt. Soc. Am. A* **27**, 2450–2458 (2010).
12. O. Jacquin, E. Lacot, W. Glastre, O. Hugon, and H. Guillet de Chatellus, "Experimental comparison of autodyne and heterodyne laser interferometry using Nd:YVO4 microchip laser," *J. Opt. Soc. Am. A* **28**, 1741–1746 (2011).
13. J. C. Curlander and R. N. McDonough, *Synthetic Aperture Radar: Systems and Signal Processing* (Wiley, 1991).
14. A. Ja Pasmurov and J. S. Zimoview, *Radar Imaging and Holography* (Institution of Electrical Engineers, 2005).
15. C. C. Aleksoff, J. S. Accetta, L. M. Peterson, A. M. Tai, A. Klooster, K. S. Schroeder, R. M. Majwski, J. O. Abshier, and M. Fee, "Synthetic aperture imaging with a pulsed CO₂ TEA laser," *Proc. SPIE* **783**, 29–40 (1987). <http://adsabs.harvard.edu/abs/1987SPIE..783...29A>
16. S. Markus, B. D. Colella, and T. J. Green, Jr., "Solid-state laser synthetic aperture radar," *Appl. Opt.* **33**, 960–964 (1994).
17. T. J. Green, Jr., S. Markus, and B. D. Colella, "Synthetic-aperture-radar imaging with a solid-state laser," *Appl. Opt.* **34**, 6941–6949 (1995).
18. M. Bashkansky, R. L. Lucke, E. Funk, L. J. Rickard, and J. Reintjes, "Two-dimensional synthetic aperture imaging in the optical domain," *Opt. Lett.* **27**, 1983–1985 (2002).
19. S. M. Beck, J. R. Buck, W. F. Buell, R. P. Dickinson, D. A. Kozlowski, N. J. Marechal, and T. J. Wright, "Synthetic-aperture imaging laser radar: laboratory demonstration and signal processing," *Appl. Opt.* **44**, 7621–7629 (2005).
20. A. Witomski, E. Lacot, O. Hugon, and O. Jacquin, "Synthetic aperture laser optical feedback imaging using galvanometric scanning," *Opt. Lett.* **31**, 3031–3033 (2006).
21. A. Witomski, E. Lacot, O. Hugon, and O. Jacquin, "Two dimensional synthetic aperture laser optical feedback imaging using galvanometric scanning," *Appl. Opt.* **47**, 860–869 (2008).
22. W. Glastre, E. Lacot, O. Jacquin, and H. Guillet de Chatellus, "Sensitivity of synthetic aperture laser optical feedback imaging," *J. Opt. Soc. Am. A* **29**, 476–485 (2012).
23. O. Hugon, E. Lacot, and F. Stoeckel, "Submicrometric displacement and vibration measurement using optical feedback in a fiber laser," *Fib. Integr. Opt.* **22**, 283–288 (2003).
24. O. Hugon, F. Joud, E. Lacot, O. Jacquin, and H. Guillet de Chatellus, "Coherent microscopy by laser optical feedback imaging (LOFI) technique," *Ultramicroscopy* **111**, 1557–1563 (2011).
25. N. Bleistein and R. Handelsman, "Fourier integrals and the method of stationary phase," in *Asymptotic Expansions of Integrals* (Dover, 1975), pp. 219–223.
26. F. Dubois, C. Schockaert, N. Callens, and C. Yourassowsky, "Focus plane detection criteria in digital holography microscopy by amplitude analysis," *Opt. Express* **14**, 5895–5908 (2006).

**ANNEXE I : ARTICLE PUBLIÉ « DEMONSTRATION
OF A PLENOPTIC MICROSCOPE BASED ON
LASER OPTICAL FEEDBACK IMAGING »**

Demonstration of a plenoptic microscope based on laser optical feedback imaging

Wilfried Glastre,* Olivier Hugon, Olivier Jacquin, Hugues Guillet de Chatellus,
and Eric Lacot

Centre National de la Recherche Scientifique / Université de Grenoble 1, Laboratoire Interdisciplinaire de Physique,
UMR 5588, Grenoble, France

*wilfried.glastre@ujf-grenoble.fr

Abstract: A new kind of plenoptic imaging system based on Laser Optical Feedback Imaging (LOFI) is presented and is compared to another previously existing device based on microlens array. Improved photometric performances, resolution and depth of field are obtained at the price of a slow point by point scanning. Main properties of plenoptic microscopes such as numerical refocusing on any curved surface or aberrations compensation are both theoretically and experimentally demonstrated with a LOFI-based device.

©2013 Optical Society of America

OCIS codes: (090.0090) Holography; (110.0110) Imaging systems; (180.0180) Microscopy.

References and links

1. G. Lippmann, "Epreuves réversibles. Photographies intégrales," *Comptes Rendus De l'Académie Des Sciences De Paris* **146**, 446–451 (1908).
2. R. Ng, Digital light field photography," Ph.D. Thesis, University of Standford (2006), <http://www.lytro.com/renng-thesis.pdf>.
3. M. Levoy, Z. Zhang, and I. McDowall, "Recording and controlling the 4D light field in a microscope using microlens arrays," *J. Microsc.* **235**(2), 144–162 (2009), <http://graphics.stanford.edu/papers/lfillumination/levoy-lfillumination-jmicr09-lores.pdf>.
4. W. Glastre, O. Jacquin, O. Hugon, H. Guillet de Chatellus, and E. Lacot, "Synthetic aperture laser optical feedback imaging using a translational scanning with galvanometric mirrors," *J. Opt. Soc. Am. A* **29**(8), 1639–1647 (2012).
5. E. Lacot, O. Jacquin, G. Roussely, O. Hugon, and H. Guillet de Chatellus, "Comparative study of autodyne and heterodyne laser interferometry for imaging," *J. Opt. Soc. Am. A* **27**(11), 2450–2458 (2010).
6. W. Glastre, O. Jacquin, O. Hugon, H. Guillet de Chatellus, and E. Lacot, "Deep and optically resolved imaging through scattering media by space-reversed propagation," *Opt. Lett.* **37**(23), 4823–4825 (2012).
7. R. J. Zawadzki, B. Cense, Y. Zhang, S. S. Choi, D. T. Miller, and J. S. Werner, "Ultra-high-resolution optical coherence tomography with monochromatic and chromatic aberration correction," *Opt. Express* **16**(11), 8126–8143 (2008).
8. A. J. Wright, S. P. Poland, J. M. Girkin, C. W. Freudiger, C. L. Evans, and X. S. Xie, "Adaptive optics for enhanced signal in CARS microscopy," *Opt. Express* **15**(26), 18209–18219 (2007).
9. A. Facomprez, E. Beaupaire, and D. Débarre, "Accuracy of correction in modal sensorless adaptive optics," *Opt. Express* **20**(3), 2598–2612 (2012).
10. F. Dubois, C. Schockaert, N. Callens, and C. Yourassowsky, "Focus plane detection criteria in digital holography microscopy by amplitude analysis," *Opt. Express* **14**(13), 5895–5908 (2006).
11. *CombineZP* (2010), available at <http://hadleyweb.pwp.blueyonder.co.uk/CZP/News.htm>.
12. Z. Zhai, S. Ding, Q. Lv, X. Wang, and Y. Zhong, "Extended depth of field through an axicon," *J. Mod. Opt.* **56**(11), 1304–1308 (2009), <http://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/09500340903082689>.
13. W. Glastre, O. Jacquin, O. Hugon, H. Guillet de Chatellus, and E. Lacot, "Limitations of synthetic aperture laser optical feedback imaging," *J. Opt. Soc. Am. A* **29**(11), 2247–2255 (2012).

1. Introduction

In conventional imaging setups, when impacting the detector, only the position of incoming photons is recorded while the information on the angle of arrival is lost. This results in a severe loss of information (stereoscopic information for instance). To handle that problem a first theoretical solution was introduced by the French Nobel Prize Gabriel Lippmann in 1908 under the name "photographie totale" [1], later called "light field" or "plenoptic imaging". Contrary to classical imaging setups, plenoptic imaging is a technology where both spatial

and angular information are recorded. This property leads to unusual features in imaging such as the possibility to numerically refocus a blurry photo after the picture has been taken. This results in an extended depth of field without reducing the aperture of the objective lens and thus there is no need for increasing the exposure time *i.e.* no movement blurring [2]. The opportunity to correct the objective's aberrations by digital post-processing has also been demonstrated [3]. One of the first experimental device based on a microlens array was presented by Levoy *et al.* [2,3] but suffers from several drawbacks like a low sensitivity and a trade-off between the resolution and the latitude of refocusing.

In the first part of this paper a new kind of plenoptic microscope based on Laser Optical Feedback Imaging (LOFI) is presented [4] and compared to the previous conventional technology (using microlens array). In this setup, the latitude of refocusing no longer depends on the resolution. Next to that, this imaging setup also has the advantage of being shot noise limited (ultimate sensitivity) [5,6] and is thus suitable for optically resolved imaging through scattering media where a few ballistic photons are available. These benefits are at the price of a slow acquisition caused by point by point scanning. In the two last parts, numerical aberration compensation and refocusing on a curved surface are theoretically and experimentally demonstrated with LOFI.

2. Theoretical background: defocusing

LOFI microscope [4] (see Fig. 1) is an ultra-sensitive laser autodyne interferometer imaging technique combining the high accuracy of optical interferometry with the extreme sensitivity of class B lasers to optical feedback [5]. Photons are emitted, frequency shifted by a value F_e , retro-reflected by the target and finally reinjected into the laser cavity. In this autodyne method, an optical beating between the reference wave and the signal wave (the light back-reflected by the target) takes place inside the laser cavity. This beating at the frequency shift F_e of the laser is detected by a photodiode and demodulated, leading to amplitude and phase information on the reinjected electric field. Images are obtained because of a point by point scanning by galvanometric mirrors [4]. Because one sets the total round-trip frequency shift F_e close to the relaxation frequency of the laser, a large amplification of the optical beating inside the cavity by the laser gain is achieved. More precisely, it was previously shown that the detection is shot noise limited even at low power (\sim mW) [5,6] which is well suited for the exploration of biological media (no damage and high optical attenuation of the tissues). In addition, because the laser plays the role of both the emitter and the detector it results as a self-aligned and easily transportable device.

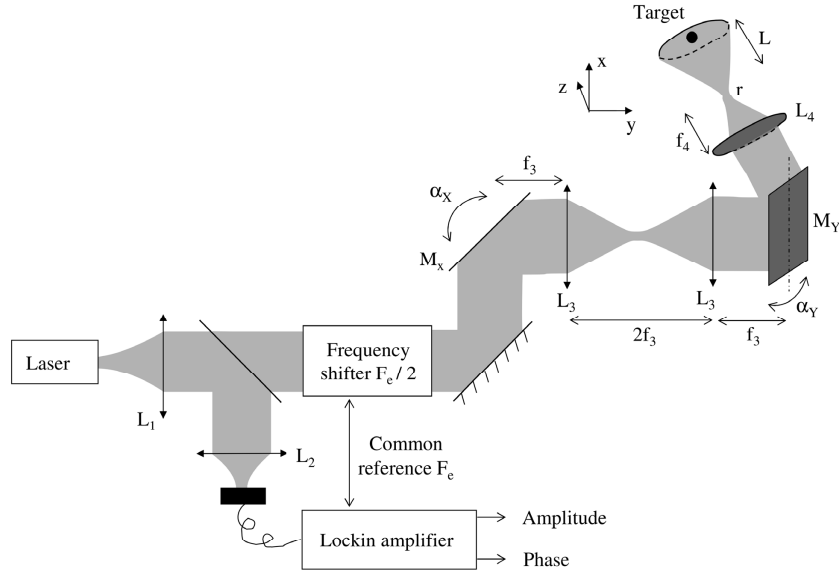


Fig. 1. Experimental setup of the synthetic aperture LOFI-based imaging system. The laser is a 10 mW cw Nd:YVO4 microchip collimated by lens L_1 . A beam splitter sends 10% output power on a photodiode connected to a lock-in amplifier which gives access to the amplitude and phase of the signal. The frequency shifter is made of two acousto-optic modulators which diffract respectively in orders 1 and -1 and give a round trip total frequency shift of $F_c = 3$ MHz. x-y plane is scanned by galvanometric mirrors M_x (scan in the x direction) and M_y (scan in the y direction) conjugated by a telescope made by two identical lenses L_3 . f_3 is the focal lengths of L_3 . α_x and α_y are the angular positions of M_x and M_y . L_4 is the objective lens, f_4 is its focal distance and r is the final waist of the laser after L_4 .

When a punctual target located at a distance L from the image plane of the objective is scanned (Fig. 1), one obtains the blurred Point Spread Function (PSF) [4]:

$$h_R(L, x, y) = \left(\exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{\left(\frac{\lambda L}{\pi r}\right)^2}\right) \exp(j 2\pi \frac{x^2 + y^2}{2L \lambda}) \right)^2 \quad (1)$$

This equation contains information about the spatial position of photons retroreflected by the target (thus a raw blurred image is obtained). By taking the Fourier transform of this expression, one obtains (ν and μ are the spatial frequency coordinates along x and y directions):

$$H_R(L, \nu, \mu) \propto \exp\left(-\frac{\nu^2 + \mu^2}{\left(\frac{\sqrt{2}}{\pi r}\right)^2}\right) \exp\left(-j \frac{\pi L \lambda (\nu^2 + \mu^2)}{2}\right) \quad (2)$$

This equation gives an angular information about the retro-reflected photons. Indeed because of the translational scanning, each plane wave contained in the signal is associated with a unique Doppler frequency; each frequency coordinates (ν, μ) corresponds to a plane wave propagating with an angle of $\lambda \nu / 2$ in the x direction ($\lambda \mu / 2$ in the y direction) with the optical axis. Finally from Eq. (1) and 2, one can see that information on both the position and

the direction of propagation of retroreflected photons is accessible (the wavefront contains a complete information).

On the contrary to classical imaging device (Fig. 2(a)) where only the position of impacting photons is recorded (one pixel = one position) by a Charge Coupled Device (CCD), imaging setup showing such properties are called total, light field or plenoptic. A first configuration was presented by Ren Ng *et al.* in Stanford University [2]. In the case of Ng's setup (Fig. 2(b)) a microlens array is placed just before the CCD, each microlens covering N pixels. The impacting photons position are thus sampled by each microlens while the angle of arrival of the photon is sampled by the N pixels behind each microlens (see Fig. 2(b)).

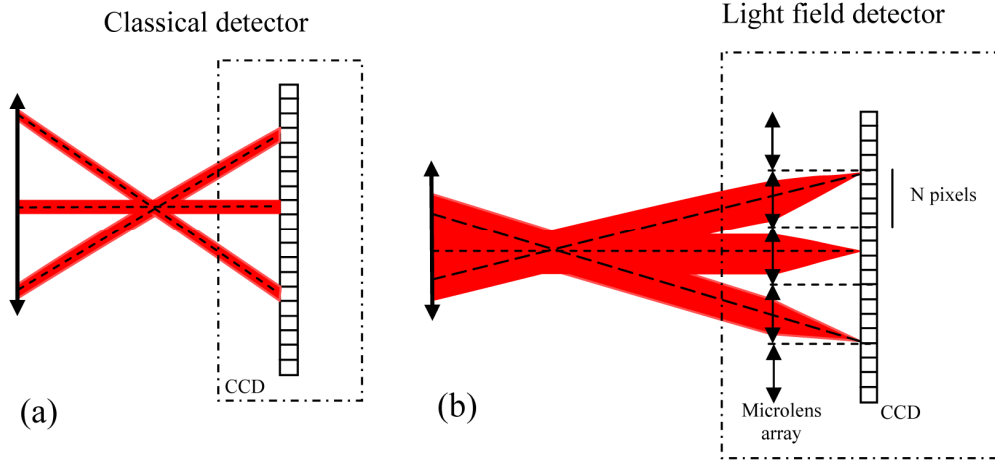


Fig. 2. (a) Conventional and (b) Plenoptic imaging setup based on microlens array.

This double spatial/angular information allows obtaining images with unusual properties such as the possibility to refocus a blurry image after raw acquisition. Indeed, in a defocused image, photons incoming from a punctual target impact different pixels on the detector instead of arriving at the same pixel. But because they arrive with different angles too (Fig. 2), the image can be numerically refocused by summing these light rays incoming from the target.

In the case of the conventional plenoptic setup based on microlens array (Fig. 2), as each pixel corresponds to one light ray – *i.e.* position plus angle of a photon –, the refocusing is possible by simply summing the N appropriate pixels [2]. Ng showed that with this refocusing technique the equivalent depth of field is multiplied by a factor N: this is related to the angular resolution, the aperture of the objective is sampled by N elements. This device however suffers from a trade-off between the spatial and the angular resolution which depends on the choice of N. An increase of N increases the “plenoptic property” that is to say the angular resolution but reduces the final resolution (the size of the microlens is proportional to N).

In the case of LOFI setup (Fig. 1), the defocus is visible in Eq. (2) in the second term and corresponds to the quadratic phase dependence of the plane waves in the signal. To numerically refocus raw images, this phase has to be cancelled by multiplying the signal in Fourier space (Eq. (2)) by the phase filter $H_{\text{filt}}(L, \nu, \mu)$:

$$H_{\text{filt}}(L, \nu, \mu) = \exp\left(j \frac{\pi L \lambda (\nu^2 + \mu^2)}{2}\right) \quad (3)$$

This filter corresponds to the free space retropropagation transfer function over a distance $L/2$ (factor 2 is due to round trip configuration of LOFI, see [4]). After filtering and inverse

Fourier transform in spatial domain, one has the following final synthetically refocused signal:

$$|h_{SA}(x, y)| = \left| TF^{-1} (H_R(L, \nu, \mu) H_{filt}(L, \nu, \mu)) \right| = \exp \left(-\frac{x^2 + y^2}{\left(\frac{r}{\sqrt{2}}\right)^2} \right) \quad (4)$$

In this expression TF^{-1} is the inverse Fourier transform. After numerical refocusing, the resolution is equal to $r / \sqrt{2}$ whatever is the initial defocus L . As a result the spatial/angular resolution trade-off (and thus the accessible depth of field/spatial resolution) no longer exists. These results are obtained at the price of a lower acquisition speed. Indeed instead of being limited by the CCD rate (around 1 ms for a full field image), one has a slow point by point scanning for LOFI with a 100 μ s integration time by pixel (~ 30 s for a 512*512 pixels image). Beside that there is one last major drawback with LOFI: the photometric balance which degrades with the defocus during raw recording [4] (the coupling of the reinjected electric field with the laser cavity acts as a confocal pinhole). This last problem limits the accessible latitude of refocusing but is partially compensated by the ultimate shot noise sensitivity of LOFI [5,6] (this is an important advantage over the low sensitive CCD detector of conventional plenoptic setups).

3. Compensation of aberrations

Aberration compensation is an important concern for imaging through heterogeneous biological media [7] or for obtaining highly resolved images with a cheap objective. To correct aberrations, the first solution consists in the introduction of adaptative optics resulting in an aberration-free laser spot in the target plane. Spatial light modulators or deformable mirrors [8,9] can be used in this way. Another way to handle that problem is to use a plenoptic detector, the compensation is made after the recording of the raw image by a numerical post-processing. This capability has already been demonstrated with conventional plenoptic setups with benefits both in the field of photography [2] as well as in microscopy [3]. More precisely, defocus is just one particular second order (relatively to the aperture) aberration; if one totally controls light field rays, there is no reason that higher order aberrations could not be corrected too. In what follows we demonstrate aberration compensation in a LOFI plenoptic imaging setup. To simplify the situation, constant aberration in the image field - *i.e.* the raw PSF does not depends on the field - is first considered, Eq. (2) is turned into:

$$H'_R(L, \nu, \mu) = H_R(L, \nu, \mu) H_{aberr}(\nu, \mu) \quad (5)$$

In this expression $H_{aberr}(\nu, \mu)$ is the plane waves dephasing term responsible for the aberrations of the optics. In order to both refocus and correct aberrations, the filter function is turned into:

$$H'_{filt}(L, \nu, \mu) = H_{filt}(L, \nu, \mu) H_{aberr}^{-1}(\nu, \mu) \quad (6)$$

It seems reasonable to only consider second and third order aberrations for correction; that is to say coma and astigmatism (in addition to defocus). The reason is that for higher order of aberrations the degradation of the PSF is mainly due to the extreme rays in the objective aperture (rays crossing objective lenses far from the center). In our case the laser beam has a Gaussian shape which implies that these aberrant extreme light rays have low amplitude and thus do not impact strongly the final PSF. Finally, with this approximation, the aberrant dephasing term of Eqs. (5) and (6) is now given by the following simplified expression:

$$\begin{aligned}
H_{aber}(\rho, \varphi) &= H_{astig}(A, \rho, \varphi)H_{coma}(B, \rho, \varphi) \\
H_{astig}(A, \rho, \varphi) &= \exp(jA\rho^2 \cos(2(\varphi - \varphi_0))) \\
H_{coma}(B, \rho, \varphi) &= \exp(jB\rho^3 \cos(\varphi - \varphi_0))
\end{aligned} \tag{7}$$

In this expression, ρ and φ are the polar coordinates in the spatial frequency space (the cartesian coordinates are (v, μ)) and φ_0 is the phase origin related to the orientation of coma and astigmatism aberrations relatively to axes x and y . To finish, H_{astig} , H_{coma} , A and B are respectively the dephasing of plane waves due to astigmatism, to coma and the coefficients of these two aberrations.

To illustrate the capabilities of LOFI technique and to compare it to the theory, spherical silica beads of 40 μm diameter (Fig. 3(a)) are imaged by the LOFI setup depicted on Fig. 1. The advantage of this object is that a single bead acts as a punctual reflector (Dirac) located at its center. The raw PSF (Eq. (1)) is then directly accessible. Contrary to the paraxial lens used in [4], an objective (lens L_4 of Fig. 1) introducing large aberrations is now placed in the setup. This objective is a simple plano-convex spherical lens of focal length equal to 8 mm and is voluntarily tilted to induce important asymmetrical aberrations relatively to the optical axis (astigmatism and coma). Figure 3(b) shows a raw image with a defocus $L \sim 300 \mu\text{m}$ resulting in a spot size of 100 μm in the target plane. The numerical aperture of the beam is equal to 0.25 which implies an expected ultimate resolution of $r / \sqrt{2} \approx 1 \mu\text{m}$ in the case of totally corrected aberrations (after numerical refocusing). From raw image of Fig. 3(b), the defocus is first removed which leads to Fig. 3(c) where only remain astigmatism, coma and higher order aberrations. Then astigmatism and coma are removed leading to Fig. 3(d). This final image can be compared to the image (Fig. 3(e)) obtained with an aberration-free objective of close numerical aperture and resolution ($NA \approx 0.15$ and $r / \sqrt{2} \approx 1.5 \mu\text{m}$). To properly correct the defocus and compensate the aberrations it is necessary to evaluate precisely the defocus and the amount of astigmatism and coma (i.e. evaluating L , A and B , see Eq. (7)). Best coefficients are evaluated by minimizing the sum of the amplitude of each pixel. The pertinence of this criteria was firstly demonstrated by Dubois *et al* in [10] for autofocus and here the possibility to extent it to aberration compensation is experimentally proved. This criteria is in fact related to the minimization of phase scrolling in the final PSF which explains that it works with all aberrations in general, including defocus. To finish, on Fig. 3(f) $|h_{SA}(L, x, y) * h_{aber}(L, x, y)|$ is represented with h_{aber} the inverse Fourier transform of H_{aber} (Eq. (6), A , B and L are obtained with [10]). This illustrates the compensation of astigmatism and coma which were initially present in the objective.

By comparing Figs. 3(c) and 3(d), an important improvement in the image quality can be observed, which confirms the interest of our numerical aberration compensation technique. However by comparing Figs. 3(d) and 3(e), it is also possible to see that these corrections are not totally perfect. Differences between these images can be essentially explained by higher order non-compensated aberrations.

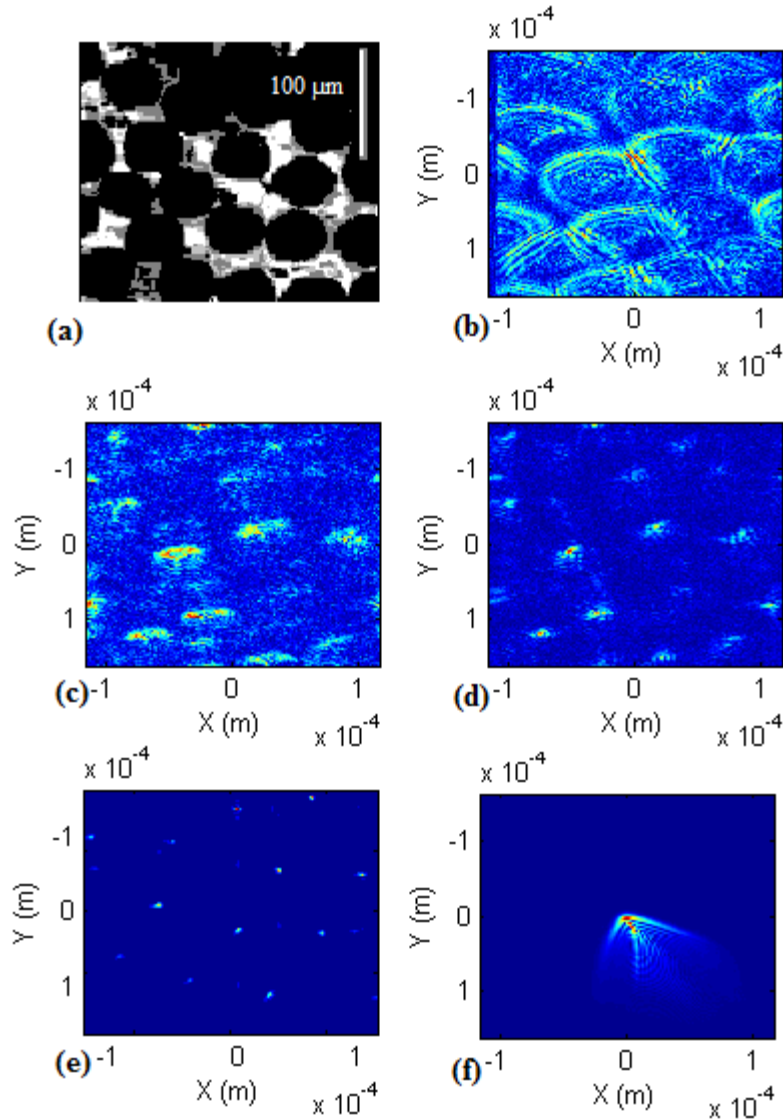


Fig. 3. Images of 40 μm diameter silica beads. Observation (a) with classical bright field microscope; (b), (c), (e), (f) with LOFI-based microscope. Image (b) is a raw defocused image ($L = 300 \mu\text{m}$ resulting in a spot size of 100 μm in the target plane) with highly aberrant lens ($\text{NA} = 0.25$). From (b), image (c) is obtained after numerical refocusing and (d) with both refocusing and numerical aberration compensation (expected resolution of $r / \sqrt{2} \approx 1 \mu\text{m}$). On (e) comparison with a numerically refocused image acquired with an aberration-free commercial objective ($\text{NA} = 0.15$, $r / \sqrt{2} \approx 1.4 \mu\text{m}$). (f) is the PSF used for filtering which reflects the aberrations which are compensated. Images (b)-(f) have a size of 256*256 pixels. Images from Figs. 3(a), 3(b)-(d) and 3(e) have not been acquired on the same zone of the field: this explains why no correlations on the placement of beads can be observed. Color map of images (b) to (f) have no physical significance and thus are not displayed; false color are automatically scaled between the minimum and the maximum of each image's amplitude.

4. Refocusing on a surface

Getting a sharp image of a 3D object everywhere in the field (i.e. increasing the depth of field while keeping both high resolution and large aperture) is not a new issue. The simplest solution is called focus stacking [11]; in this technique, several images are acquired, each corresponding to a different plane of focus. This stack of images is then computed in order to select in each zone of the field the sharpest image; this results in a globally sharp image everywhere in the field. The problem with that technique is the important amount of time and data resources required. Another solution is the use of non diffractive beam which automatically results in an extended depth of field. Such beams can be obtained with axicons [12], the accessible depth of focus is however limited by the lens size.

Here we propose to use plenoptic imaging, with the advantage that only one raw acquisition is needed. The refocus distance now simply depends on the image field. However, as it was stated before, the depth of field extension is limited up to N (the number of pixels behind each microlens) with a conventional plenoptic setup (Fig. 2(b)). The use of the new LOFI plenoptic setup is thus interesting. In the previous case of a plane target perpendicular to the optical axis situated at a distance L of the laser waist (see Fig. 1), the numerical refocusing is simply obtained by a convolution product of the raw signal $s_R(x,y)$ with the refocusing filter $h_{\text{filt}}(L,x,y)$ equal to the inverse Fourier transform of $H_{\text{filter}}(L,v,\mu)$ (see Eqs. (2)-Eq. (4)):

$$s_{SA}(x,y) = s_R(x,y) * h_{\text{filt}}(L,x,y) \quad (8)$$

In this expression $*$ is the convolution product. It is faster to work in Fourier space with Fast Fourier Transform (FFT, see Eqs. (2) and (4)) and to use a fast multiplication (Eq. (3)) rather than making convolution product directly (Eq. (8)). Indeed in the first situation the computation time is only proportional to $n \log(n)$ (n the total number of pixel in the processed image) whereas it is proportional to n^2 for the second one.

When the ratio laser waist / target distance depends on the field, things are different and the convolution of Eq. (8) of raw defocused image $s_R(x,y)$ is now performed with a refocusing filter which changes with the field (L now depends on x and y). More quantitatively, Eq. (8) becomes:

$$s_{SA}(x,y) = \iint_S s_R(x_0,y_0) h_{\text{filt}}(L(x,y),x_0-x,y_0-y) dx_0 dy_0 \quad (9)$$

As stated before, the problem with a direct calculation of Eq. (9) is the excess computation time similar to the convolution product proportional to n^2 . For example for a 512*512 pixels image it is close to one hour with a 3 GHz dual core processor. In order to reduce computation time, another processing is used: from raw signal, images refocused in several planes spaced by the Rayleigh distance are calculated using quick calculation described in Eqs. (2), (3) and (4). One just has to select in each region of the field the sharpest image exactly like in focus stacking, except that images of the stack are calculated from one raw image. Finally, the computation time is proportional to $n \log(n)$ and reduces from one hour down to 30 seconds.

In order to get an experimental demonstration, the object of Fig. 3(a) is used again but now the film where beads are glued is curved in the y direction and simply tilted in the x direction. The objective lens is the same than in Fig. 3(e) (no aberrations). Raw image is presented on Fig. 4(a) with a defocus comprised between 250 and 1000 μm depending on the field. After numerical refocusing on an intermediate plane corresponding to $L = 750 \mu\text{m}$ (see Fig. 4(b)), one can observe that only a small number of beads are sharp. These sharp beads are distributed along an arc of a circle because of the curved-tilted support film. To conclude Fig. 4(c) shows the best focusing surface and Fig. 4(d) represents the final computed image. In this last image, all beads are sharp despite their initial different positions along optical axis.

Because of a Rayleigh distance $Z_R \sim 10 \mu\text{m}$, the calculation of 50 stack images in intermediate plane is needed.

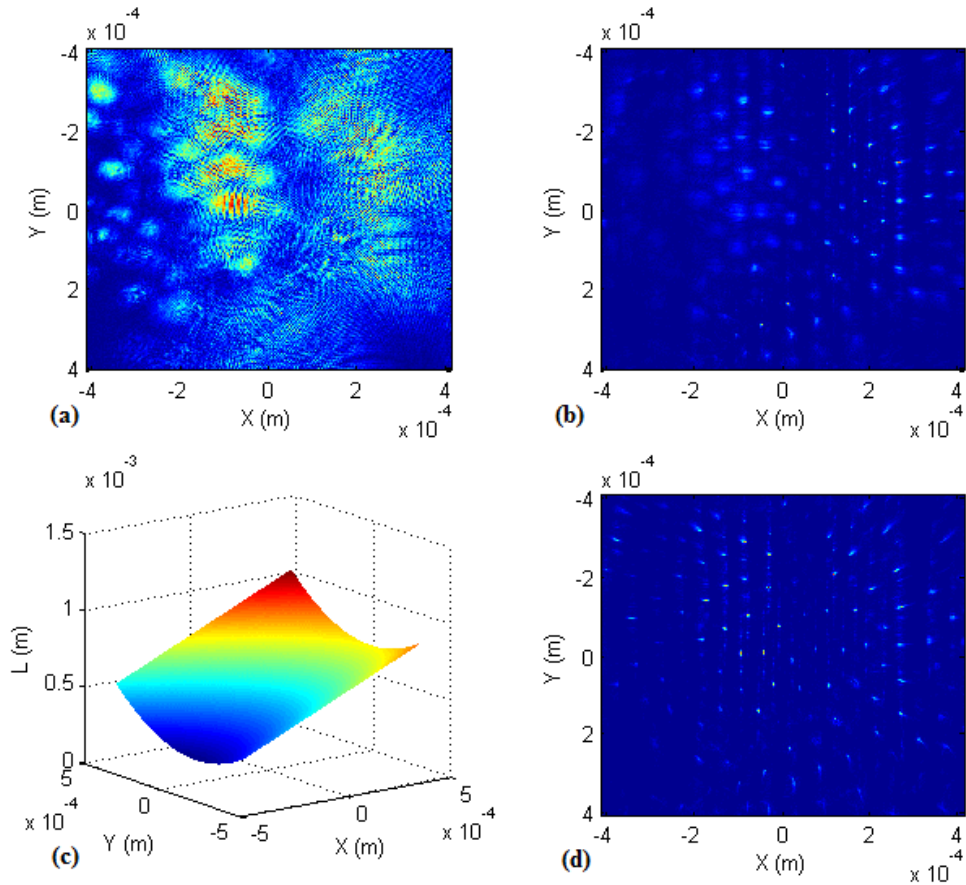


Fig. 4. Demonstration of numerical refocusing on a curved surface. Images size is 512×512 pixels. Target is composed of a curved flexible film with silica bead glued on it (identical to Fig. 2(a)). (a) Raw defocused image ($250 \mu\text{m} < L < 1000 \mu\text{m}$ depending on the field). (b) Image after numerical refocusing over a distance $750 \mu\text{m}$ (on a plane). (c) Calculated surface of refocusing and (d) image after refocusing on this curved plane.

Once again, the optimal surface of refocusing shown in Fig. 4(c) is calculated locally with the help of the Dubois's criteria [10] (minimization of the sum of pixels amplitude). More precisely, the best refocusing distance is evaluated on four zones in the images and from these measurements, an optimal surface is fitted by a second order polynomial function $L(x,y)$ of equation $ax + by^2 + cy + d$ (in x direction, the film is simply tilted) leading to Fig. 4(c). A restriction to the second order is in agreement with the smooth curvature of the target. Of course if the surface were unknown, the best fitting polynomial function could change but the approach would have been the same. However it is noteworthy that low quality bead images are obtained on the edge of Fig. 4(d). This is due to both an incomplete scan of these beads (not all plane waves are present) and to a non perfectly planar laser scan which acts as a phase drift. These two effects results in a degradation [13] of the final image in the radial direction.

5. Conclusion

Plenoptic imaging setups are devices having the ability to record both position and angle of arrival of photons incoming on a detector. In this paper, a new kind of plenoptic microscope

based on LOFI technique is demonstrated and its performances are compared with those of a previously existing device based on microlens array. It is shown that one benefits from a shot noise ultimate sensitivity limitation at low laser output power of 10 mW. This new plenoptic microscope is thus well suited for imaging through fragile scattering media (like biological media). Another advantage of LOFI over microlens array techniques is an extended depth of focus and an absence of trade-off spatial / angular resolution. However this is possible at the price of slow point by point galvanometric scanning and of degradation of photometric performances when the target is not in the objective's imaging focal plane. Unique possibilities related to plenoptic properties are also demonstrated in the paper like numerical compensation of constant aberration (astigmatism and coma of the objective) or refocusing on a curved surface after the acquisition. In the future, we plan to extend this work by implementing a correction of local aberrations beyond local defocus. Such an improvement will enable aberrations-free images through both scattering and heterogeneous media, which paves the way to biological sample imaging [7].

**ANNEXE J : ARTICLE PUBLIÉ « DEEP AND
OPTICALLY RESOLVED IMAGING THROUGH
SCATTERING MEDIA BY SPACE-REVERSED
PROPAGATION »**

Deep and optically resolved imaging through scattering media by space-reversed propagation

W. Glastre,* O. Jacquin, O. Hugon, H. Guillet de Chatellus, and E. Lacot

Centre National de la Recherche Scientifique/Université de Grenoble 1, Laboratoire Interdisciplinaire de Physique, UMR 5588, Grenoble F-3804, France

*Corresponding author: wglastre@ujf-grenoble.fr

Received September 7, 2012; revised October 18, 2012; accepted October 22, 2012; posted October 23, 2012 (Doc. ID 175780); published November 16, 2012

We propose a novel technique of microscopy to overcome the effects of both scattering and limitation of the accessible depth due to the objective working distance. By combining laser optical feedback imaging with acoustic photon tagging and synthetic aperture refocusing we demonstrate an ultimate shot noise sensitivity at low power (required to preserve the tissues) and a high resolution beyond the microscope working distance. More precisely, with a laser power of 10 mW, we obtain images with a micrometric resolution over approximately eight transport mean free paths, corresponding to 1.3 times the microscope working distance. Various applications such as biomedical diagnosis and research and development of new drugs and therapies can benefit from our imaging setup. © 2012 Optical Society of America

OCIS codes: 090.1995, 170.0110, 170.1065, 180.1790, 290.7050.

Along the path of a laser beam through a turbid medium, ballistic photons are exponentially converted into multi-scattered photons. As a result, two types of imaging techniques across scattering media have emerged over the past decades: those based on multiscattered photons and those using ballistic ones. Acousto-optic imaging [1,2] or diffuse tomography techniques [3,4] belong to the first family. The advantage of these methods is that multiscattered photons reach larger depths (several transport mean free paths), but the drawback is the loss of the initial direction of incoming photons. As a result, the spatial resolution is limited to the millimeter range, which is too large for many applications. However, setups based on the detection of ballistic photons like optical coherence tomography [5,6] or confocal microscopy [7] exhibit high optical resolutions (micrometers), although the accessible depth is quickly limited by the small number of remaining ballistic photons and by the working distance of the objective.

In this Letter, we present a new sensitive imaging technique belonging to the second family, which combines laser optical feedback imaging (LOFI, based on the detection of ballistic photons) [8], acoustic photon tagging (APT) [9], and synthetic aperture (SA) [10]. We demonstrate a shot noise limited [11] microscopy technique with an optical resolution enabling images beyond the working distance of the microscope objective, while the laser power is kept low for imaging biological media without damage.

LOFI is both an ultrasensitive laser autodyne interferometer and a confocal imaging technique combining the high accuracy of optical interferometry with the extreme sensitivity of class B lasers to optical feedback. In this autodyne method, the optical beating between a reference wave and the signal wave (the light backreflected by the target) takes place inside the laser cavity. Because we choose the total round trip frequency shift close to the relaxation frequency of the laser, we can benefit from an amplification of the optical beating inside the cavity by the laser gain. It has been previously shown that the detection is shot noise limited [11] even at low power (10 mW here). In the LOFI technique, the laser plays

the role of both the emitter and the detector and as a result is self-aligned and thus easily transportable. An image can be obtained point by point by scanning the target with two galvanometric mirrors.

Our imaging system based on LOFI and SA is shown in Fig. 1. SA is a technique that can be used to make resolved images beyond the working distance of the objective, which is useful for making images deep in the medium. When a punctual target located at a distance L from the image plane of the objective is scanned, one obtains the point spread function [10]:

$$h_R(L, x, y) = \left(\exp \left(-\frac{x^2 + y^2}{\left(\frac{iL}{\pi r}\right)^2} \right) \exp \left(j2\pi \frac{x^2 + y^2}{2L\lambda} \right) \right)^2. \quad (1)$$

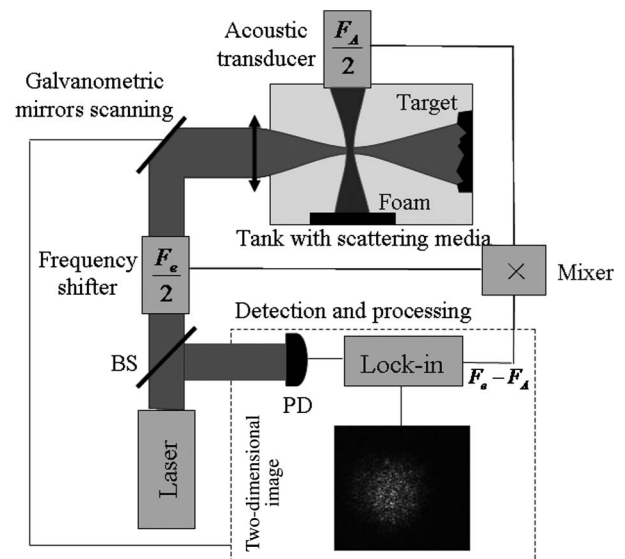


Fig. 1. Schematic diagram of SA LOFI setup with acoustic tagging. PD, photodiode; BS, beam splitter; F_e and F_A , round trip frequency shifts induced by acousto-optic modulators and acoustic transducer, respectively; \times , frequency mixer.

This corresponds to a defocused image. However, because both amplitude and phase of the reinjected electric field are accessible in LOFI, it is possible to numerically retropropagate the wavefront. This is analogous optically to what was done with acoustic waves by Fink *et al.* [12]. This technique is called SA operation and one finally get the following filtered signal [10]:

$$\begin{aligned} |h_{SA}(L, x, y)| &= h_R(L, x, y) * h_R(-L, x, y) \\ &= \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{r^2}\right). \end{aligned} \quad (2)$$

It is thus possible to recover the same resolution r as if the target were initially in the image plane of the objective (see Fig. 2).

As can be seen from Fig. 2, the major drawback of SA is the photometric balance: with the same noise level, compared to the classical (focalized) case, the signal power is decreased by a ratio $S_{SA}/\pi r^2$ (ratio between the surface of the laser beam in the plane of the target and in the image plane of the objective) [10]. Therefore, the signal loss is proportional to L^2 . LOFI is a confocal microscope used beyond the confocal zone [10] and can then quickly be limited by the background. More precisely, it was shown in [13] that the main limitations are parasitic reflections [see background on Figs. 3(a) and 3(b), which are above the ultimate limit of the shot noise].

In order to eliminate the parasitic signal due to unwanted reflections, we propose to use APT, which eliminates the contribution of parasitic reflections [9] and offers real shot noise sensitivity, giving access to a greater depth (L). Photons need to be tagged just before the target. Tagging is realized with an acoustic transducer, which focuses an acoustic wave in the image plane of the objective (see Fig. 1). This acoustic wave produces a sinusoidal modulation of the pressure (amplitude \sim MPa) at frequency $F_A/2 = 2.25$ MHz. As a consequence, the refractive index of the scattering medium and thus the optical path experienced by the laser are also modulated at the same frequency. The acoustic wave can be considered as a homogeneous phase modulator since its waist has a millimetric dimension that is the same order of magnitude as the field scanned by the laser. More precisely it induces the following phase modulation:

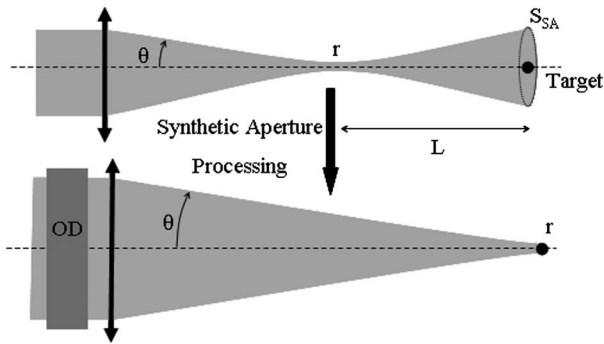


Fig. 2. Effect of SA operation on the raw acquisition equivalent setup. L is the raw defocus, r the beam waist, and θ the numerical aperture. $OD = \log(S_{SA}/\pi r^2)$ is the equivalent optical density and S_{SA} the surface of the laser after a propagation of L .

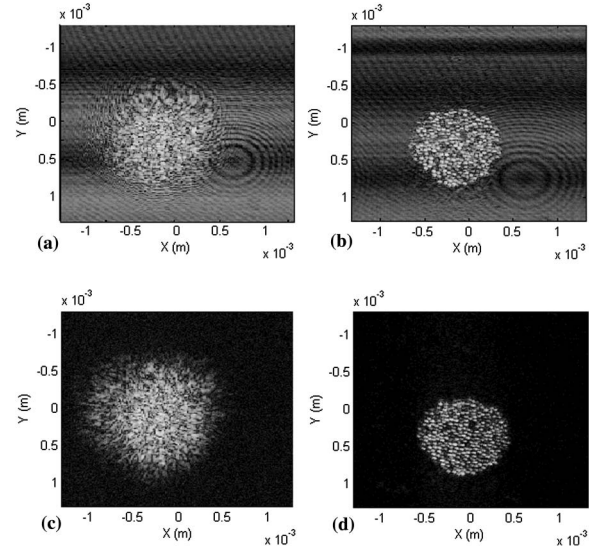


Fig. 3. Image examples (silica bead of 40 μm diameter). (a) and (b) without APT, (c) and (d) with APT. (a) and (c) are raw images, (b) and (d) are images after SA processing. The total frequency shift is 4.4 MHz in both cases. The laser output power is 10 mW.

$$\Delta\Phi(t) \propto A\Delta n(t) = A \sin(2\pi F_A t/2). \quad (3)$$

In this expression A is a coefficient depending on the acoustic wave (power, waist, ...) and on the scattering medium. Equation (1) then becomes

$$\begin{aligned} h'_R(L, x, y, t) &= h_R(L, x, y) \exp(j\Delta\Phi(t)) \\ &= h_R(L, x, y) \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(A) \exp(j2\pi n F_A t/2). \end{aligned} \quad (4)$$

In this expression J_n is the n th order Bessel function. In order to detect only tagged photons, the signal can be demodulated (with the lock-in amplifier) at frequencies $F_e - nF_A/2$ instead of the previous F_e [10]. The elimination of parasitic reflection can then be obtained at the price of signal loss related to the acoustic tagging. This efficiency in intensity (number of photons) is related to the square of the n th order ($|J_n(A)|^2$) of the Bessel function [see Eq. (4)]. To recover the phase one needs to consider the coherence between the lock-in amplifier demodulation and the optical beating inside the laser cavity. More precisely, a frequency mixer multiplies the references from RF drivers of the acousto-optics modulators (at frequency $F_e/2$) and of the acoustic transducer (at frequency $F_A/2$). After the mixer we get a reference at frequency $(F_e - F_A)/2$. This reference is used by the lock-in amplifier, which demodulates the signal at a frequency corresponding to the double of this input reference, that is to say $(F_e - F_A)$. With this accurate reference, both amplitude and phase of photons tagged with an acoustic shift F_A ($n = 2$) are accessible. The tagging efficiency is then given by $|J_2(A)|^2$ and depends on the acoustic pressure.

With the complete setup of Fig. 1, we made an image of a target made of small silica beads of 30–40 μm diameter, located behind a hole of 1 mm diameter. This target was

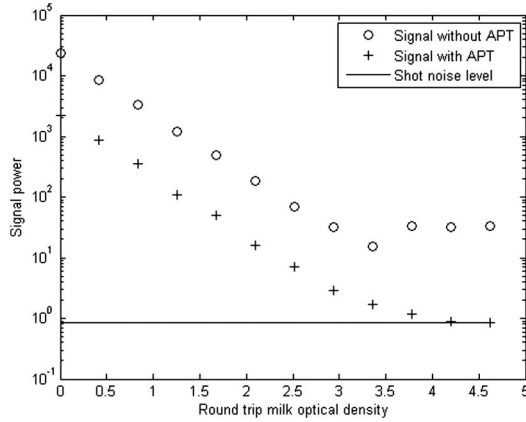


Fig. 4. Photometric performances with or without APT and comparison to shot noise. The total frequency shift is 4.4 MHz in both cases. Shot noise level is measured in the absence of reinjected photons.

placed inside a rectangular glass tank filled with diluted milk acting as the scattering medium. This acquisition (Fig. 3) was made with a lens of focal length $f' = 75$ mm, with a defocus $L = 5$ cm and an initial waist $r = 20$ μm . Without acoustic tagging on one take $F_e = 4.4$ MHz and with acoustic tagging $F_A/2 = 2.25$ MHz and $F_e/2 = 4.45$ MHz. As a result, in both cases (with or without acoustic tagging), the total round trip frequency shift is equal to 4.4 MHz, which is near the relaxation frequency of the laser $F_R = 3$ MHz. This frequency shift of 4.4 MHz is optimized in order to be both shot noise limited and far from saturation and nonlinear effects [11].

Comparing Figs. 3(a) and 3(b) with Figs. 3(c) and 3(d) clearly shows a double improvement: reduction of the background and recovery of an optical resolution. Figure 3(d) shows that this setup enables resolution of beads after SA because a resolution $r \approx 20$ μm is recovered [10]: SA operation is now possible in combination with photon tagging. To give a more quantitative comparison without and with acoustic tagging, the concentration of milk is increased (resulting in the attenuation of the useful signal). In doing so, the useful signal is attenuated, whereas the parasitic signal remains unchanged (because it arises before the scattering medium) [13]. Figure 4 shows the experimental results: the so-called signal power is the sum of the squares (because the signal corresponds to a reinjected electric field) of all pixel values in the image.

From these results, one notes that without acoustic tagging, the image quality is limited by the background (above shot noise) and the target can be observed through a round trip optical density of 3 (approximately seven transport mean free paths). With APT we are limited by an acoustic tagging efficiency around 10%, but the background is lowered by a factor of ~ 40 . That results in the capacity to make an image through an increased optical density of ~ 3.5 (approximately eight transport mean free paths) at the shot noise limit.

To conclude, we have demonstrated the possibility of combining APT [9] with SA [10]. Indeed, the possibility of getting both resolved and shot noise limited (see Fig. 4) images through scattering media and beyond objective working distance has been proved. The acoustic tagging efficiency was limited in the present work to about 10% but could be improved by increasing the acoustic transducer power up to the maximum of $|J_2(A)|^2$ (around 20%). This would result in a higher sensitivity and an increased exploration depth. We intend to demonstrate this technique at the center of the therapeutic window (800 nm instead of 1064 nm) and with both a scattering and heterogeneous medium for a further extension to biological media.

This work was supported by a grant from the French Région Rhône-Alpes.

References

1. F. Ramaz, B. C. Forget, M. Atlan, and A. C. Boccara, *Opt. Express* **12**, 5469 (2004).
2. X. Xu, H. Liu, and L. V. Wang, *Nat. Photonics* **5**, 154 (2011).
3. S. R. Arridge, *Inverse Probl.* **15**, R41 (1999).
4. M. Boffety, M. Allain, A. Sentenac, M. Massonneau, and R. Carminati, *Opt. Lett.* **33**, 2290 (2008).
5. A. F. Fercher and E. Roth, *Proc. SPIE* **658**, 48 (1986).
6. A. Dubois and C. Boccara, *Med. Sci.* **22**, 859 (2006).
7. M. Minsky, *Scanning* **10**, 128 (1988).
8. E. Lacot, R. Day, and F. Stoeckel, *Opt. Lett.* **24**, 744 (1999).
9. O. Jacquin, W. Glastre, E. Lacot, O. Hugon, H. Guillet de Chatellus, and F. Ramaz, *Opt. Lett.* **37**, 2514 (2012).
10. W. Glastre, O. Jacquin, O. Hugon, H. Guillet de Chatellus, and E. Lacot, *J. Opt. Soc. Am. A* **29**, 1639 (2012).
11. E. Lacot, O. Jacquin, G. Roussey, O. Hugon, and H. Guillet de Chatellus, *J. Opt. Soc. Am. A* **27**, 2450 (2010).
12. M. Fink, D. Cassereau, A. Derode, C. Prada, P. Roux, M. Tanter, J. L. Thomas, and F. Wu, *Rep. Prog. Phys.* **63**, 1933 (2000).
13. W. Glastre, E. Lacot, O. Jacquin, O. Hugon, and H. Guillet de Chatellus, *J. Opt. Soc. Am. A* **29**, 476 (2012).

**ANNEXE K :ARTICLE PUBLIE « LIMITATIONS OF
SYNTHETIC APERTURE LASER OPTICAL
FEEDBACK IMAGING »**

Limitations of synthetic aperture laser optical feedback imaging

Wilfried Glastre,* Olivier Jacquin, Olivier Hugon, Hugues Guillet de Chatellus, and Eric Lacot

Centre National de la Recherche Scientifique/Université de Grenoble 1, Laboratoire Interdisciplinaire de Physique, Unité Mixte de Recherche (UMR) 5588, Grenoble F-38041, France

*Corresponding author: wilfried.glastre@ujf-grenoble.fr

Received June 20, 2012; revised September 7, 2012; accepted September 11, 2012;
posted September 11, 2012 (Doc. ID 170978); published October 5, 2012

In this paper we study the origin and the effect of amplitude and phase noise on laser optical feedback imaging associated with a synthetic aperture (SA) imaging system. Amplitude noise corresponds to photon noise and acts as an additive noise; it can be reduced by increasing the global measurement time. Phase noise can be divided in three families: random, sinusoidal, and drift phase noise; we show that it acts as a multiplicative noise. We explain how we can reduce phase noise by making oversampling or multiple measurements depending on its type. This work can easily be extended to all SA systems (radar, laser, or terahertz), especially when raw holograms are acquired point by point. © 2012 Optical Society of America

OCIS codes: 070.0070, 090.0090, 110.0113, 180.0180.

1. INTRODUCTION

Making images with a good in-depth resolution through scattering media is a major issue, limited by a double problem. First, the ballistic photon signal that enables us to obtain resolved images is strongly attenuated by the scattering medium. Second, concerning the accessible depth in samples, we are limited by the working distance of the objective. Regarding the first issue, several ways to overcome these problems have been proposed, among which we can distinguish two main families. The first one uses precompensation of the wavefront before propagation to improve the resolution. This technique is successfully used with both optics and acoustic modalities [1,2,3], but it requires an *a priori* knowledge of the medium. The second one selects ballistic photons while rejecting multidiffused parasitic photons: optical coherence tomography (OCT) [4] and confocal microscopy associated [5] or not [6] to nonlinear effects belong to this family as well as tomographic diffractive microscopy [7] and laser optical feedback imaging (LOFI), based on optical reinjection in the laser cavity [8,9]. The principle of this technique is to use a laser both as a source and as a detector of photons. By analyzing the coherent interaction between the emitted and reinjected photons, it is possible to know the complex amplitude and phase of the reinjected electric field. Amplitude [10] and/or phase [11] images can be obtained by scanning the object point by point with galvanometric mirrors or mechanical translations. We previously showed [12,13] that LOFI benefits from shot-noise-limited sensitivity, which makes LOFI an excellent imaging system in strongly scattering media. Moreover, LOFI has the advantage of being self-aligned and is therefore easy to implement. Regarding the solution to the second problem (accessible depth in samples), we have shown in [14] that LOFI opens the way to another possibility: imaging beyond the objective working distance, which is important to make deep images with high resolution. This is possible because LOFI gives both amplitude and phase

information; therefore, the blurred raw image from a scan beyond the working distance of the objective can be numerically refocused, keeping its initial numerical aperture. This operation is called synthetic aperture (SA). This paper is a continuation of [14], which presented the technique of SA-LOFI. We now consider a more realistic case, including noise during raw acquisition, and we analyze its effects on the final synthetic images. Parasitic reflections occur on optical elements; we have shown in [15] that they can be divided in two groups, specular or diffusive, and that, in absence of other noise, specular noise is constant and can be filtered out. As a result, diffusive parasitic reflections are the main limitation. In this paper, we investigate the other sources of noise that can disrupt an acquisition, and to simplify this study, we neglect parasitic reflections. More precisely, we first focus on laser quantum noise, which is an additive noise. Then we explore phase noise, which can be divided in three families, random, sinusoidal, and drift phase noises, and which acts as a multiplicative noise. We identify their sources, assess their level and their consequences, and propose several ways to handle them.

2. REMINDER ON OUR PREVIOUS SETUP [14]

A. Experimental Setup

Our study is based on the LOFI experimental setup [14], and it is shown in Fig. 1. The laser source is highly sensitive to reinjected photons scattered by the target to be imaged. Both amplitude and phase of the reinjected electric field are accessible.

The image is obtained point by point by a two-dimensional scanning of the two galvanometric mirrors M_X and M_Y . The use of galvanometric mirrors enables us to limit parasitic vibrations (leading to phase noise in the signal) and to make fast acquisition compared to mechanical translational scanning. However, vibrations cannot be totally eliminated, and their

consequences are developed later in this paper. These mirrors are conjugated in the focal object plane of L_4 , and as a result, when the mirrors are rotating, the beam scans the target with a translational movement. The scanning is made fast along one direction (X direction) and slowly along Y direction so the acquisition is made point by point and line by line.

The goal of our setup is to get resolved images beyond the classical working distance of the lens (or objective) L_4 . The target is placed at a distance L after the image focal plane of L_4 (Fig. 1). Without any numerical treatment, by simply scanning the object in this configuration, we only get a raw complex defocused image. However, we showed in [14] that, using an appropriate numerical filtering, it is possible to refocus this raw image into a resolved image with the same resolution we would have if the object were in the image focal plane of L_4 (given by the beam waist $r/\sqrt{2}$). It is equivalent to say that we are able to artificially increase the working distance of L_4 while keeping its numerical aperture constant, at the price of a degradation of the photometric balance [14]. This numerical treatment applied to raw images is SA operation, which is possible because we have both amplitude and phase information.

B. Raw Point Spread Function

We showed in [14] that, in paraxial and far-field conditions and with perfectly aligned optics, the raw signal of a punctual target is

$$h_R(L, x, y) \propto \left(\exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2\text{RES}_R^2}\right) \exp\left(j\pi\frac{x^2 + y^2}{2\frac{L}{2}\lambda}\right) \right)^2, \quad (1)$$

$$\text{RES}_R = \frac{\lambda L}{\pi\sqrt{2}r}.$$

This corresponds to a wavefront of lateral spatial width $\text{RES}_R(L)$ and a radius of curvature $L/2$. The Fourier transform

of $h_R(L, x, y)$ is given by

$$H_R(\nu, \mu) \propto \exp\left(-\frac{\nu^2 + \mu^2}{\Delta\nu^2}\right) \exp\left(-j\frac{\pi L\lambda(\nu^2 + \mu^2)}{2}\right), \quad (2)$$

$$\Delta\nu = \frac{\sqrt{2}}{\pi r}.$$

In this expression, (ν, μ) are the spatial frequencies associated with (x, y) , and $\Delta\nu$ is the spectral width of the raw signal.

C. Point Spread Function after SA Operation

Because the raw signal corresponds to a wavefront defocused over a distance $L/2$, we can recover the resolution by simply filtering the raw signal with $H_{\text{filt}}(L, \nu, \mu)$ the free space transfer function over a distance of $-L/2$. We show in [14] that the final synthetic signal is given by

$$|h_{\text{SA}}(x, y)| = |\text{FT}^{-1}(H_R(\nu, \mu)H_{\text{filt}}(\nu, \mu))| \propto \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{\text{RES}_{\text{SA}}^2}\right), \quad (3)$$

$$\text{RES}_{\text{SA}} = \frac{r}{\sqrt{2}},$$

with FT^{-1} the inverse Fourier transform operation:

$$H_{\text{filt}}(\nu, \mu) = \exp\left(j\frac{\pi L\lambda(\nu^2 + \mu^2)}{2}\right). \quad (4)$$

We finally recover a resolution $\text{RES}_{\text{SA}} \sim r$ whatever the initial defocus is (i.e., L). In the following we study the effects on the final synthetic images of amplitude and phase noises. For the need of our demonstrations, we use the object shown on Fig. 2.

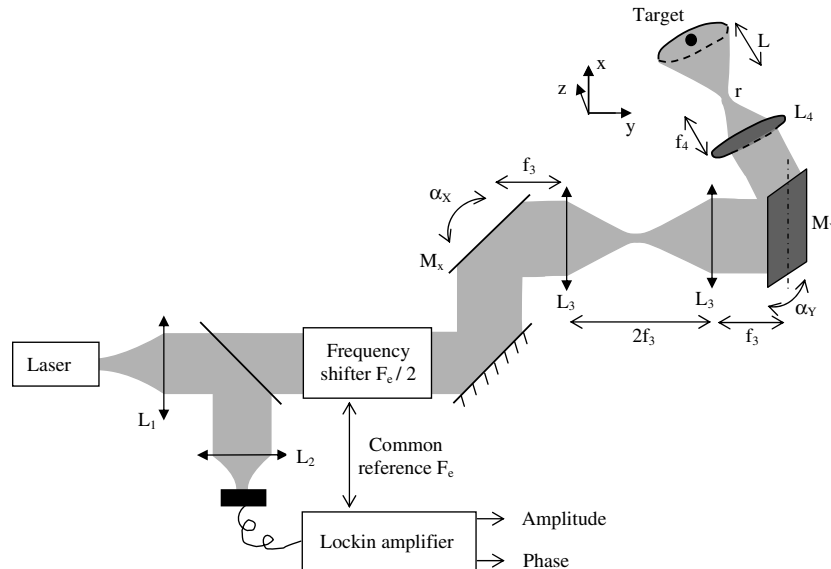


Fig. 1. Experimental setup of the SA LOFI-based imaging system. The laser is a cw Nd:YVO₄ microchip collimated by lens L_1 . A beam splitter sends 10% of the beam on a photodiode connected to a lock-in amplifier, which gives access to the amplitude and phase of the signal. The frequency shifter is made of two acousto-optic modulators, which diffract respectively in orders 1 and -1 and give a net frequency shift of $F_e/2 = 1.5$ MHz. X - Y plane is scanned by galvanometric mirrors M_X (scan in the X direction) and M_Y (scan in the Y direction) conjugated by a telescope made by two identical lenses L_3 . f_3 and f_4 are the focal lengths of L_3 and L_4 . α_X and α_Y are the angular positions of M_X and M_Y . r is the waist of the laser after L_4 .

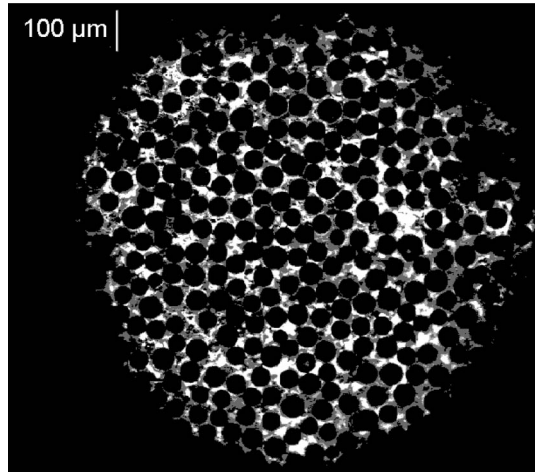


Fig. 2. Target used for the whole study: it is made of reflective silica beads of $40\ \mu\text{m}$ diameter behind a circular aperture of $1\ \text{mm}$ diameter. The bright field transmission image is made through a Zeiss microscope objective with a magnification of 10 and a 0.25 numerical aperture (focal length of $20\ \text{mm}$).

3. ADDITIVE NOISE

Because of the LOFI sensitivity [12,13], this noise is mainly due to the laser quantum noise, and the detection is limited by the detection of one photon during the pixel integration time T .

A. Problems and Solutions to Amplitude Noise: Theoretical Analysis

We show here that there are two main ways to reduce amplitude noise: increase of the pixel integration time T or spatial oversampling of the initial raw image (causing an increase of the number of pixels N_{pix}). These two methods both increase the signal-to-noise ratio (SNR) proportionally to the total acquisition time T_{Tot} :

$$T_{\text{Tot}} = N_{\text{pix}}T. \quad (5)$$

We now detail the two methods.

1. Increase of the Integration Time

Here we show that an increase of the integration time T while keeping the pixel number constant decreases the shot-noise level. The signal power (the square of the signal proportional to the flux of reinjected photons) does not depend on T , whereas the noise power (proportional to the variance of the signal) is inversely proportional to T . Then the SNR (signal-to-noise ratio in energy) is proportional to T . Because N_{pix} is constant here, we get from Eq. (5)

$$\text{SNR} \propto T \propto T_{\text{Tot}}. \quad (6)$$

2. Oversampling of the Raw Image

We now focus on a second way to reduce the influence of the additive noise: increase the number of pixels while the pixel integration time is kept constant. The random additive noise in the Fourier space spreads on the whole spectrum. This total spectrum is directly related to the sampling width with $2\Delta v_{\text{Sh}} = 1/\delta x$ (size of total spatial spectral field recorded in direction X), where δx is the distance between two pixels in the X direction. Assuming that the sampling is the same in the X and Y directions, the surface of this Fourier noise spectrum is given by $S_{\text{NSpect}} = 4\Delta v_{\text{Sh}}^2 = 1/\delta x^2$. However, we can see from Eq. (2) and Fig. 3 that the signal is localized over a surface (in the power spectral field) $S_{\text{SSpect}} = \pi\Delta v^2/2$ (the factor 2 is because we consider the Fourier power). As a result, it is possible to improve the final SNR by using an amplitude and phase filtering instead of a pure phase filtering like in Eq. (4). Then the major part of the signal information is preserved (only a factor of 2 is lost corresponding to extreme plane waves) while most of the noise is rejected. This type of filter has already been used in SA-LOFI but in a rotational configuration [15,16]. If we want to optimize the SNR, the most appropriate filter is called the adapted filter (well known in radar temporal field) and is given by $H'_{\text{Filt}}(v, \mu)$:

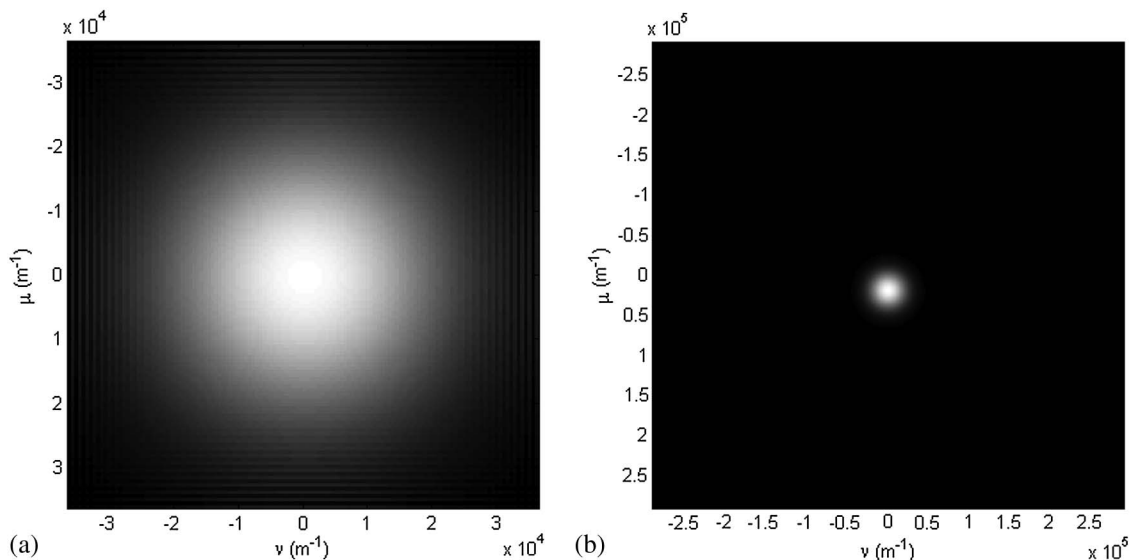


Fig. 3. Illustration of the effect of the spatial sampling on the Fourier content of the signal. The images are the amplitude of the Fourier transform of a simulated PSF with the following parameters: $r = 20\ \mu\text{m}$, $f = 75\ \text{mm}$, and $L = 2.5\ \text{cm}$. For a constant field image of $2\ \text{mm}$, we have a sampling of (a) 128×128 pixels and (b) 1024×1024 pixels.

$$H'_{\text{Filt}}(\nu, \mu) = \exp\left(-\frac{\nu^2 + \mu^2}{\Delta\nu^2}\right) \exp\left(j\frac{\pi L\lambda(\nu^2 + \mu^2)}{2}\right). \quad (7)$$

This filtering leads to the following synthetic signal:

$$|h'_{\text{SA}}(x, y)| = |\text{TF}^{-1}(H_R(x, y)H_{\text{filt}}(x, y))| \propto \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{r^2}\right). \quad (8)$$

By comparing with Eq. (3), we can see that the improvement of the photometric performances with this filter is obtained at the cost of a lower resolution by a factor $\sqrt{2}$. This comes from the fact that extreme plane waves in the signal are lost. More precisely, concerning the photometric performances, the use of this filter turns S_{NSpect} and S_{SSpect} into $S'_{\text{NSpect}} = \pi\Delta\nu^2/2 = (\pi\Delta\nu^2/8\Delta\nu_{\text{Sh}}^2)S_{\text{NSpect}}$ and $S'_{\text{SSpect}} = S_{\text{SSpect}}/2$. We finally get an improvement in the SNR given by

$$\begin{aligned} \frac{\text{SNR}_{\text{AdaptFilt}}}{\text{SNR}_{\text{PhFilt}}} &= \frac{S'_{\text{SSpect}}}{S_{\text{NSpect}}} = \frac{S'_{\text{SSpect}} S_{\text{NSpect}}}{S_{\text{SSpect}} S'_{\text{NSpect}}} \\ &= \frac{18\Delta\nu_{\text{Sh}}^2}{2\pi\Delta\nu^2} = \frac{1}{\pi\Delta\nu^2\delta x^2} \propto N_{\text{Pix}}. \end{aligned} \quad (9)$$

In this expression $\text{SNR}_{\text{AdaptFilt}}$ and $\text{SNR}_{\text{PhFilt}}$ are the SNR with and without adapted filter, respectively. Because of the constant integration time T for each pixel, the total measurement time is proportional to the spatial sampling, and Eq. (9) can be written

$$\frac{\text{SNR}_{\text{AdaptFilt}}}{\text{SNR}_{\text{PhFilt}}} \propto N_{\text{pix}} \propto T_{\text{Tot}}. \quad (10)$$

Then whatever the method used to improve the SNR is, the latter is directly proportional to the total measurement time T_{Tot} .

B. Experimental Results

We now illustrate the theoretical predictions with simulated and experimental data. We show in Fig. 3 the Fourier transform amplitudes of a simulated point spread function (PSF) for different spatial samplings [Eq. (2)].

Figure 3 shows that the higher the sampling rate is, the stronger the signal isolation is in the total spectrum and consequently proves the possibility to filter additive noise. We now show in Fig. 4 the effect of the oversampling and of the use of adapted filtering on a real image of the object of Fig. 2.

Figure 4 shows that the adapted filtering of an oversampled acquisition is a good way to improve the SNR. In Fig. 5, we measure the evolution of the power (square of the amplitude normalized by the number of pixels) of both signal and noise when increasing the integration time [Fig. 5(a)] or the pixel number combined with adapted filtering [Fig. 5(b)].

Figure 5 illustrates the fact that, when the total measurement time T_{Tot} is increased (by increasing T or N_{pix}), the signal power remains unchanged while the noise is reduced proportionally to T_{Tot} , which validates the theoretical predictions of Eqs. (6) and (10). Note that the signal power is divided by a factor of 2 when adapted filtering is used

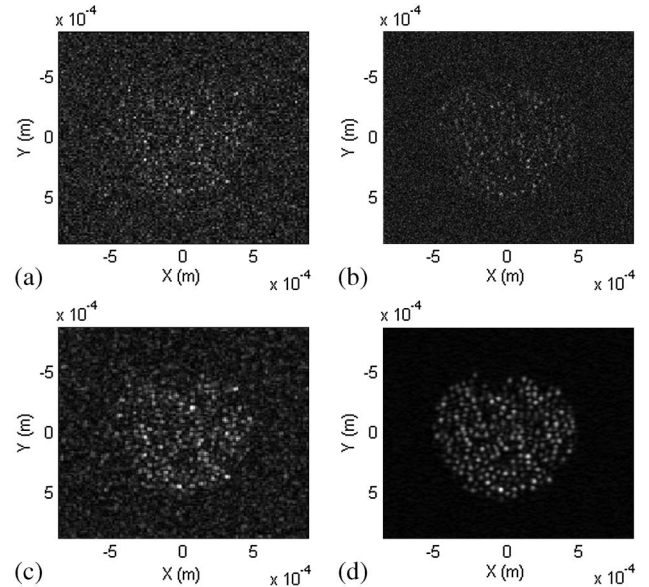


Fig. 4. Amplitude of SA images of the setup of Fig. 2. Parameters are $r = 20 \mu\text{m}$, $f = 75 \text{ mm}$, and $L = 2.5 \text{ cm}$. (a), (c) Sampling of 128×128 pixels and (b), (d) sampling of 1024×1024 pixels. Figures are amplitude images after filtering (a), (b) by phase filter of Eq. (4) and (c), (d) adapted filter of Eq. (8).

[Fig. 5(b)], which is conforming to the theory. To conclude this section, it remains preferable to increase the integration time instead of oversampling the signal, which slightly degrades the resolution.

4. IMPERFECTIONS IN PHASE ACQUISITION (MULTIPLICATIVE NOISE)

In this section, we analyze the effect of phase noise on a raw acquisition. Because it is a multiplicative noise, it impacts final synthetic images very differently: instead of being simply added to the ideal image, it turns a part of the signal power into parasitic noise, depending on the nature of the phase noise. Here we study the three main phase perturbations we meet: random phase noise, sinusoidal phase noise, and phase drifts. Reminding that the raw acquisition of Eq. (1) is the expression of a wavefront of lateral spatial width $\text{RES}_R(L)$ and a radius of curvature $L/2$, we make analogies with well-known physical situations to simplify our analysis and avoid tedious calculations.

A. Random Phase Noise

Phase noise has several origins: random mechanical movements (ground, table, galvanometric mirrors) or lack of perfect repeatability in position of the fast mirror (X direction, which corresponds to the line acquisition). In the case of random mechanical movements, this noise is independent from one pixel to another, whereas in the case of the other defect, the phase noise is present only between lines (no noise between pixels in the fast direction). Thus, these two types of phase noise imply two different effects on final synthetic images. In our setup, random mechanical noise can be neglected, and only the lack of repeatability in position of the fast mirror, which produces around 0.1 rad of phase noise between lines of the images, can be considered (however, the study is presented).

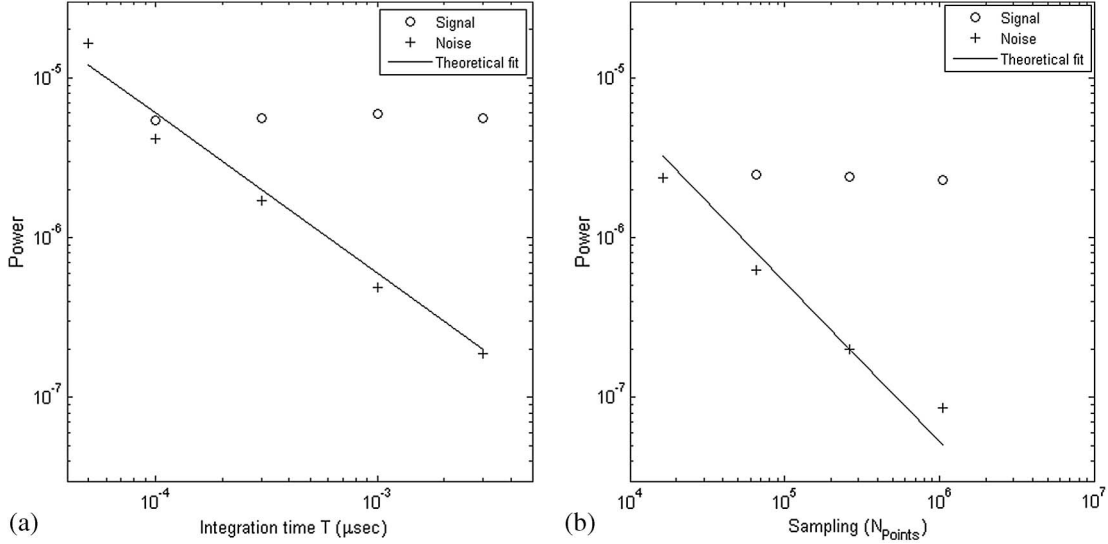


Fig. 5. Dependence of the power in a pixel of signal and noise (averaged) in the SA image with the acquisition time. The signal comes from the object of Fig. 2 with parameters $r = 20 \mu\text{m}$, $f = 75 \text{ mm}$, and $L = 2.3 \text{ cm}$. Acquisition time is increased via (a) the integration time in a pixel at constant sampling and field of view or (b) the sampling at constant integration time T and field of view. The power here is the mean of the square of the image amplitude. This power is normalized by the total number of pixels. The noise is measured in the absence of beads (see Fig. 4).

1. Theoretical Analysis

We represent the random phase noise by a random function $\Phi(x, y)$ with the density function $P_\Phi(\phi)$. With this phase noise, the raw acquired wavefront $h_R(x, y)$ of Eq. (1) is turned into

$$\begin{aligned} h_R^{\text{PhN}}(x, y) &= m_{\text{PhN}}(x, y)h_R(x, y), \\ m_{\text{PhN}}(x, y) &= \exp(j\Phi(x, y)). \end{aligned} \quad (11)$$

In this expression, $m_{\text{PhN}}(x, y)$ is the dephasing term. Physically, $h_R(x, y)$ corresponds to a wavefront generated by a waist $r/\sqrt{2}$, which has propagated over a distance $L/2$, SA filtering corresponding to refocusing back this signal. When we introduce phase defects $m_{\text{PhN}}(x, y)$ on the raw image, we simply generate speckle. Then the mean square of our signal (our final synthetic image is random as the phase noise function is random) is given by [17]

$$\begin{aligned} \overline{|h_{\text{SA}}^{\text{PhN}}(x, y)|^2} &\approx |h_{\text{SA}}(x, y)|^2 \\ &* \left(|\bar{m}_{\text{PhN}}(x, y)|^2 \delta(x, y) + \left(\frac{2}{\lambda L}\right)^2 \text{DSP}_m\left(\frac{2x}{\lambda L}, \frac{2y}{\lambda L}\right) \right). \end{aligned} \quad (12)$$

In this expression, the asterisk is the convolution, and the overbar is the mathematical expectation operation. $\text{DSP}_m(v, \mu)$ is the power spectral density of $m_{\text{PhN}}(x, y) - \bar{m}_{\text{PhN}}$:

$$\begin{aligned} \text{DSP}_m(v, \mu) &= \text{FT}(\text{COV}_m(x, y)), \\ \bar{m}_{\text{PhN}} &= \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(j\phi)P_\Phi(\phi)d\phi = \tilde{P}_\Phi(1) \approx 1 - \frac{\sigma_\Phi^2}{2}. \end{aligned} \quad (13)$$

In this expression, $\text{COV}_m(x, y)$ is the covariance of $m(x, y)$ and \tilde{P}_Φ the characteristic function associated with random function Φ and σ_Φ its standard deviation. Equation (12) shows that the SA operation divides the raw signal in two

components: the first one is the signal we would have without any noise, whereas the second one is the speckle term generated by the random phase noise on the raw signal. More precisely, the phase noise converts a part of the signal power into speckle, which is illustrated via the term $|\bar{m}_{\text{PhN}}(x, y)|^2 = |\tilde{P}_\Phi(1)|^2 \approx \sigma_\Phi^2$ in Eqs. (12) and (13); by conservation of the total energy from the raw signal, the proportion of the power in the speckle is therefore $1 - |\tilde{P}_\Phi(1)|^2 \approx 1 - \sigma_\Phi^2$. The greater the standard deviation of the random phase perturbation is, the higher the power conversion toward speckle is. More quantitatively, considering a Gaussian or a uniformly distributed phase noise, we get the following:

- For the Gaussian noise, we get

$$|\bar{m}_{\text{PhN}}(x, y)|_{\text{Gauss}}^2 = |\tilde{P}_{\Phi, \text{Gauss}}(1)|^2 = \exp(-\sigma_\Phi^2). \quad (14)$$

- For the uniform noise, we get

$$|\bar{m}_{\text{PhN}}(x, y)|_{\text{Uni}}^2 = |\tilde{P}_{\Phi, \text{Uni}}(1)|^2 = \text{sinc}^2\left(\frac{\sqrt{12}\sigma_\Phi}{2}\right). \quad (15)$$

Concerning the spatial features of the speckle contribution, we see from Eqs. (12) and (13) that it depends on the covariance of m_{PhN} : the narrower the covariance is, the wider the speckle pattern is, as we can see in Fig. 6. If the phase noise is independent from one pixel to another (case of mechanical noisy movements), the width of the covariance of $\Phi(x, y)$ is directly equal to the size of one pixel δx and δy in X and Y directions, respectively. More quantitatively, the width of $\text{DSP}_{\text{mm}}(x, y)$ is $\sim 1/\delta x$ in the X direction, and so from Eq. (12) we deduce that the speckle pattern has a size $\sim \lambda L/\delta x$ in the X direction (size of a beam diffracted over a distance L through a hole of size δx). As a result, at the minimum spatial sampling (Shannon limit $\delta x \approx r$), the speckle has

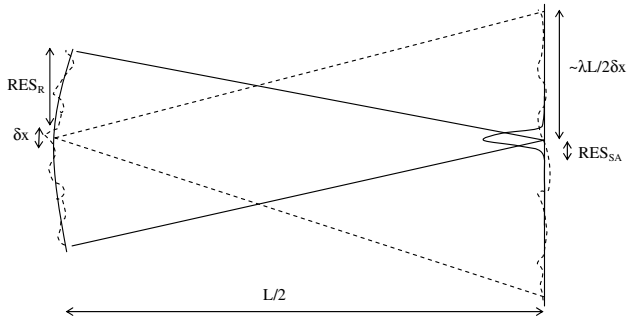


Fig. 6. Propagation of a wavefront with phase noise over a distance $L/2$. In the final image plane, we have two contributions: a coherent one (solid line) and a random speckle (dashed line). The speckle and coherent contributions have relative intensities depending only on the density of probability of the random phase.

approximately the same size than the raw signal with a radius $RES_R(L)$.

In our case, as we said above, the phase noise is mainly due to a problem of malposition of the fast mirror, which creates a phase noise only along the slow direction Y (there is a slight shift between lines). As a result, the speckle is created only along this slow direction. Because we have estimated this noise around $\sigma_\phi \approx 0.1$ rad, we expect from Eq. (14) that only 1% of the raw signal power is sent toward speckle, while 99% of the power is kept for the synthetic final image. This good performance is the reason why we have chosen galvanometric mirrors to create a translational movement between the target and the laser instead of simply moving the object with a mechanical translational stage. Despite these good performances, it is important to keep in mind that a phase noise of 2π (vibration amplitude of $\lambda/2$) is enough to totally convert

our raw signal into speckle so phase noise remains a critical point that needs to be carefully handled.

As for the additive noise case, the SNR can be improved by filtering the speckle term of Eq. (12). Indeed, because it is spread in the whole Fourier space, the speckle can be reduced by spatial oversampling associated with an adapted filtering that preserves the useful signal. However, the power of the useful signal that has been converted into this speckle cannot be recovered.

2. Numerical Verifications

An experimental validation of our theoretical predictions is delicate, as we have shown that natural random vibrations are negligible. For that reason, we have chosen to check the theory on simulated data. Figure 7 presents the effects of Gaussian random phase noise on the SA final image.

We verify that, in accordance with Eqs. (12) and (13), when introducing phase noise into raw acquisition, the power in the synthetic image is transferred into speckle noise [Figs. 7(b) and 7(c)]. When the phase noise σ_ϕ exceeds π , the initial phase information is completely lost, and all initial power in the raw image [Fig. 7(a)] is turned into speckle [Fig. 7(d)]. We see in Figs. 7(c) and 7(d) that the width of the speckle pattern is close to the width of the raw signal [Fig. 7(a)], which is consistent with the theoretical considerations (Fig. 6).

B. Sinusoidal Phase Perturbations

We now focus on sinusoidal phase noise that arises for two reasons: the first one is the mechanical vibrations of the table and of all optical components, which are generally at a low frequency (<300 Hz). The second source of sinusoidal noise is the electric power supply, 50/60 Hz, and its harmonics,

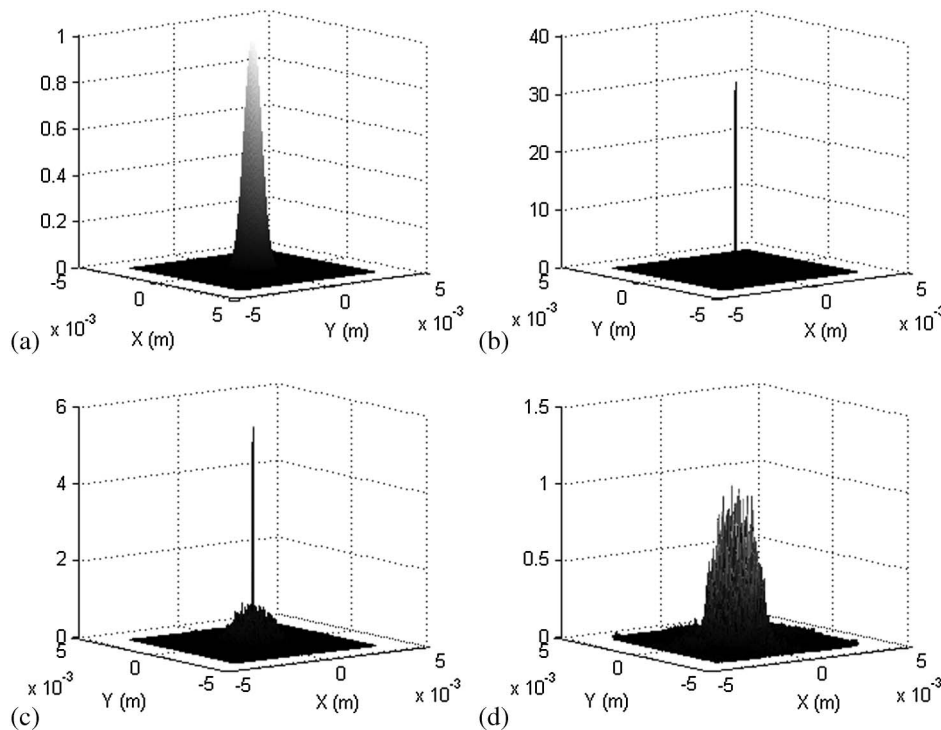


Fig. 7. Effect of random Gaussian phase noise on SA operation. We use a simulated image of a punctual reflector. (a) Amplitude of raw image with $L = 4$ cm, (b) amplitude after numerical refocusing, without phase noise, (c) amplitude after numerical refocusing, $\sigma_\phi = 3\pi/5$, and (d) amplitude after numerical refocusing, $\sigma_\phi = \pi$. Parameters are $r = 20$ μm , $f = 75$ mm, and the definition is 512×512 pixels; the numerical refocusing is made with the pure phase filter for all images.

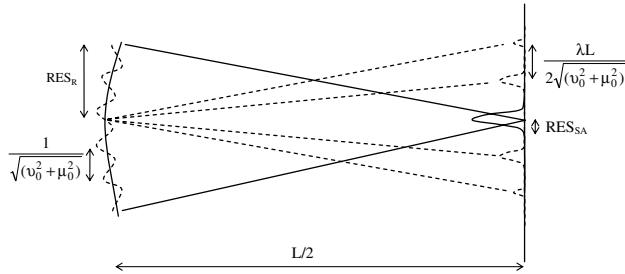


Fig. 8. Propagation of a wavefront with sinusoidal phase perturbations over a distance $L/2$. In the final image plane, there are two contributions: a coherent one (solid line) and several diffracted orders (dashed line). v_0 and μ_0 are spatial frequencies of the perturbation in X and Y directions; the drawing is a projection along to the sinusoidal perturbation.

which can be present and impact the galvanometric mirror motors. Globally these perturbations have an amplitude between 0 and 0.5 rad depending on the quality of the setup (measure of the phase evolution when galvanometric mirrors are at rest) and the attention we have paid to the sources of vibration and to the electric shielding. As for the random phase noise, we discuss in the following the repercussion of this perturbation on the final synthetic image.

1. Theoretical Analysis

Because of the scanning of the target, the sinusoidal temporal perturbation corresponds on the raw acquisition to a spatial sinusoidal perturbation. Noting Φ_0 its amplitude and (v_0, μ_0) its spatial frequency, the raw signal is now given by

$$\begin{aligned} h_R^{\text{SinPh}}(x, y) &= m_{\text{SinPh}}(x, y)h_R(x, y), \\ m_{\text{SinPh}}(x, y) &= \exp(j\Phi_0 \sin(2\pi(v_0x + \mu_0y))). \end{aligned} \quad (16)$$

In this expression, $m_{\text{SinPh}}(x, y)$ is the perturbation term. Once again, to easily explain the effects of this term on the final synthetic image, it is more convenient to make a physical interpretation: adding the perturbation $m_{\text{SinPh}}(x, y)$ is equivalent to insert a phase grating in front of the wavefront $h_R(x, y)$ before numerical refocusing (over a distance $L/2$). As a result, instead of having speckle, we now have several orders of diffraction and a repetition of several perfect synthetic images. Each of these images corresponds to an order of diffraction in our equivalent model of phase grating as illustrated in Fig. 8. More precisely, the diffraction is along to the perturbation and the angles of diffraction are multiples of $\lambda\sqrt{v_0^2 + \mu_0^2}$ (see Fig. 8). Because the SA filtering is equivalent to a retro-propagation over a distance $L/2$, the different orders are separated by a distance $\lambda L\sqrt{v_0^2 + \mu_0^2}/2$ on the final SA image:

$$h_{\text{SA}}^{\text{SinPh}}(x, y) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(\Phi_0)h_{\text{SA}}\left(x - n\frac{\lambda v_0 L}{2}, y - n\frac{\lambda \mu_0 L}{2}\right). \quad (17)$$

In this expression, $J_n(\Phi_0)$ is the Bessel function of order n . The proportion of the signal power sent in the order n is given by $|J_n(\Phi_0)|^2$. This expression is compatible with the total power conservation since $\sum_{n=-\infty}^{+\infty} |J_n(\Phi_0)|^2 = 1$. As for random phase noise, the power of parasitic replicas (orders $\neq 0$) is taken on the signal of interest (order 0).

In contrast to the previous perturbations (additive and random phase noises), oversampling and adapted filtering cannot reduce the image doubling effects.

Experimentally, we observe a vibration amplitude between 0 and 0.5 rad. According to Eq. (17), this corresponds to a transfer around 10% from order 0 (image we would get without noise) toward higher orders (parasitic replicas). As it was the case for random phase noise, an amplitude Φ_0 around π is enough to completely loose the phase information and the order 0, so it is very important to limit all sources of vibration and electric noise.

2. Experimental Verification

To experimentally check the effects of the sinusoidal phase noise, we recorded a raw image (with a defocus of 2.5 cm) of the object of Fig. 2 with or without imposing a mechanical vibration during acquisition. This vibration is imposed by an external loud speaker at 100 Hz with an integration time $T = 150 \mu\text{s}$ and a spatial sampling of $1.7 \mu\text{m}$ by pixel. Experimentally this creates a spatial frequency $v_0 \approx 10,000 \text{ m}^{-1}$ in the rapid direction (X). In the other direction (Y), we have measured $\mu_0 \approx 80,000 \text{ m}^{-1}$. The SA operation is then applied to recover the resolution. Synthetic amplitude images are presented in Fig. 9.

Image replicas corresponding to diffraction orders can be observed in Fig. 9 (here we see orders $-1, 0$, and 1). In theory, from Eq. (17) we expect a shift of $\lambda v_0 L/2 = 130 \mu\text{m}$ and $\lambda \mu_0 L/2 = 1.1 \text{ mm}$ in X and Y directions, respectively, which conforms to our experimental synthetic image in Fig. 9(b). Moreover, we have verified that the power distribution in different orders is given by Eq. (17).

C. Phase Drifts

There is a last possible phase perturbation: slow phase drift (compared to fast direction). This drift is mainly due to temperature fluctuations in the laser crystal when we turn on the laser or the fluctuations of the pump laser diode. Another important cause is the variations of the optical path between the laser and the target due to slight variation of the refractive index of the air (because of temperature or pressure changes). As a result, this phase drift can be highly reduced by isolating the system from atmospheric changes, but it is difficult to completely eliminate it. In our case, the phase drift is around $\pi \text{ rad/min}$. In the following we present the impact of this phase drift on the final synthetic image.

1. Theoretical Analysis

Considering this perturbation, the raw signal can now be written as

$$\begin{aligned} h_R^{\text{PhDrift}}(x, y) &= m_{\text{PhDrift}}(y)h_R(x, y), \\ m_{\text{PhDrift}}(y) &= \exp(j\Phi(y)). \end{aligned} \quad (18)$$

We can see that the phase perturbation depends only on the Y coordinate, which is the slow direction. This can be explained by the fact that we consider the case of a slow phase drift. As for the two previous phase perturbations, we propose a physical analogy: instead of a ground glass (random phase) or a grating (sinusoidal noise) in front of equivalent wavefront, the slow phase drift introduces optical aberrations. As a result, the final synthetic image is distorted along the Y direction

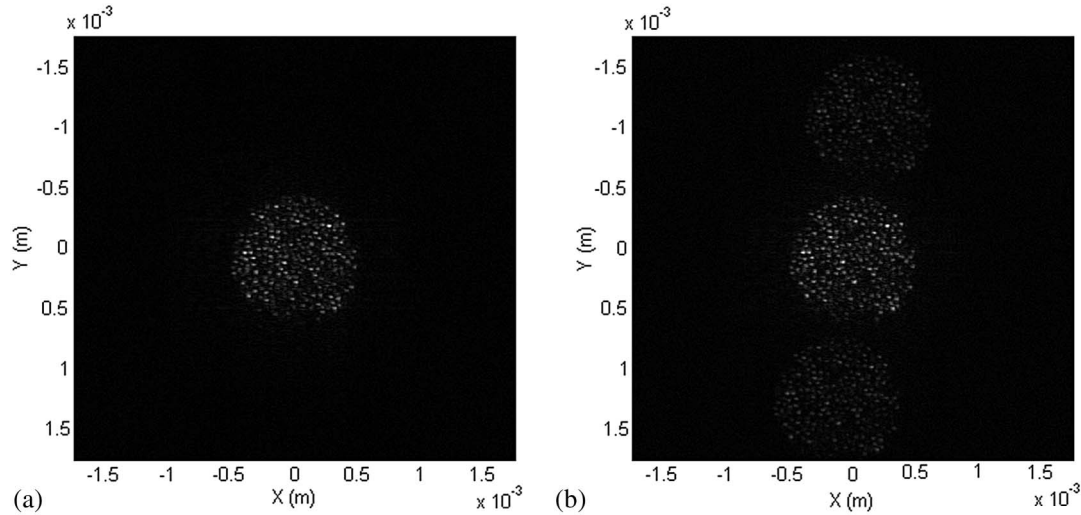


Fig. 9. Effect of a mechanical sinusoidal phase perturbation on SA operation. Image parameters are 2048×2048 pixels, $L = 2.5$ cm, $r = 20$ μm , $f = 75$ mm, integration time $T = 150$ μs by pixel, and the target is the object of Fig. 2. Amplitude image after SA operation (a) without and (b) with the perturbation. The perturbation at 100 Hz is generated by a loud speaker localized near the target. This induces a phase perturbation of amplitude $\Phi_0 = 1.2$ rad and of spatial frequencies $\nu_0 = 10,000$ m^{-1} and $\mu_0 = 80,000$ m^{-1} . The SA operation is made with the pure phase filter of Eq. (4).

only, depending on the precise aberrations that have been introduced. More quantitatively, as is the case for the two previous phase noises, one part of the power in the center of the synthetic PSF [Eq. (3)] is lost proportionally to σ_Φ^2 (variance of the aberration) and transferred to adjacent pixels, which enlarges this synthetic image. Thanks to this ascertainment, we see that a drift of 2π is enough to highly degrade the final synthetic image. Then because in our case the acquisition time is around 1 min and the phase drift is around π rad/min, this phase perturbation is very critical and needs to be corrected. Instead of making only one acquisition with a fast scan along the X direction leading to Eq. (18) but that results in degradation along the Y direction, we propose to make a second acquisition but with a fast scan along Y . We then have two images: one without drift along X and the other along Y , but by combining them we recover a corrected “raw” acquisition before applying SA filtering and getting an aberration-free synthetic image.

2. Experimental Verification

To experimentally illustrate our theoretical considerations, we acquired two raw images (one with a fast acquisition along the X and the other along the Y direction) of the object of Fig. 2 with a defocus $L = 2$ cm with a high phase drift. The phase drift is accentuated by an external perturbation of the laser diode (which pumps the laser crystal) power supply to have a phase variation of more than π over a length RES_{SA} [that is to have significant impact on the final synthetic image, see Eq. (3)]. The results are shown in Fig. 10.

Figure 10(e) shows the amplitude of synthetic image from one of the two raw acquisitions [precisely when Y is the slow direction, Fig. 10(a) is its amplitude and Fig. 10(b) its phase]. We verify that, in accordance to the theory, the phase drift causes vertical aberrations. Figure 10(c) is the phase difference between the two images before any correction; we see there is a phase drift in both directions because of the two different slow directions used during acquisition. By using this image, we can correct the first raw image (with drift

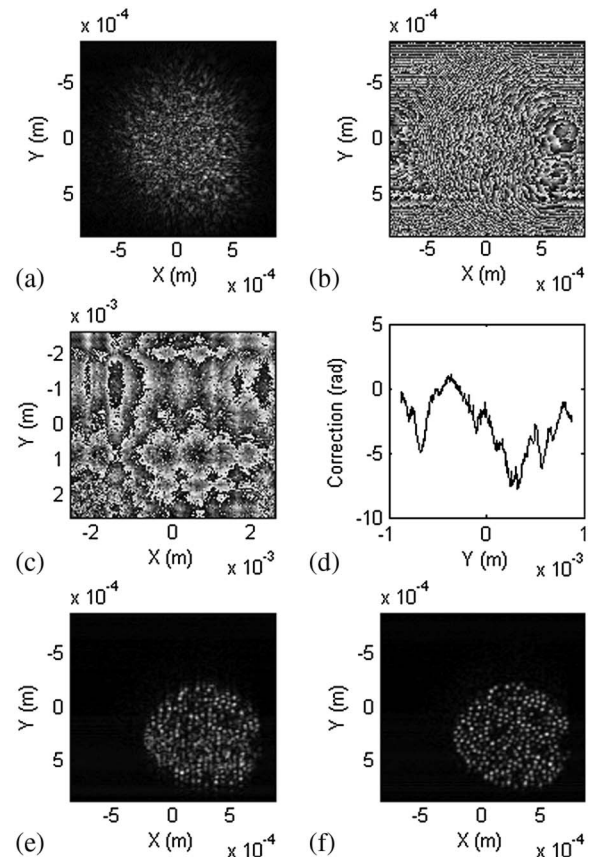


Fig. 10. Effect of phase drifts during the raw acquisition on SA imaging. Parameters are $r = 13$ μm , $f = 25$ mm, $L = 2$ cm, and 512×512 pixels. The effect of the phase drift correction is illustrated too (here the correction is made on the image taken slowly along the Y direction). The target is still the object of Fig. 2. (a) Amplitude and (b) phase (white is $-\pi$ radians and the black is $+\pi$) of raw image of the target. (c) Phase difference between the two raw acquisitions acquired with different slow directions. (d) Phase correction to apply in the Y direction calculated from (c). Amplitudes of the synthetic image (pure phase filter is used) (e) before and (f) after phase correction.

along Y) by eliminating vertical phase difference between the two images. This phase correction to apply is of course independent from the column, and so Fig. 10(c) is averaged along X [Fig. 10(d)]. Finally, when SA operation is applied to the corrected image, we get Fig. 10(f), which is free of aberration, showing the efficiency of our correction method.

5. CONCLUSION AND PERSPECTIVES

This paper is a continuation of [14] where we presented an SA LOFI-based setup for in-depth imaging through scattering media. We have studied the main sources of noise that can impact the acquisition, their repercussion on final synthetic images, and proposed solutions to limit their influence. More precisely we have divided noises into two families: additive (amplitude) noise and multiplicative (phase) noise. The first one is due to shot noise and can be reduced (relatively to the power SNR) proportionally to the global time measurement by increasing the integration time per pixel T or by oversampling image during acquisition and use adapted filtering. The second one can itself be divided into three subfamilies: random phase noise, mainly caused by galvanometric mirror malposition from one line to another, sinusoidal phase noise due to mechanical vibrations, and phase drifts caused by slow variations of temperature and pressure in the setup. Because they are multiplicative noises, they all convert a power fraction $1 - \sigma_\Phi^2$ (σ_Φ is the mean noisy phase excursions) of the signal (useful signal and parasitic reflections) into parasitic signal, which depends on the precise nature of the perturbation. This noise is pretty low, but it is important to keep in mind that $\sigma_\Phi \sim \pi$ can be sufficient to completely destroy the phase information. That is why phase noise can be catastrophic if not controlled. Concerning random phase noise, this parasitic signal can be compared to speckle and can be partially reduced by oversampling and adapted filtering (as for amplitude noise). Sinusoidal phase noise is like introducing a grating, which splits the useful signal in several orders; each order corresponds to an image replica. Finally, phase drifts lead to aberrations in the direction of slow acquisition, which can be corrected by combining two images with different “slow directions.” The study we made in this paper is related to our previous work [14,15] but can easily be generalized to all interferometric imaging systems and especially those with a raw acquisition, which is made point by point. This is the case for most of other SA systems in the radar [18,19], optical [20,21], or more recently terahertz domain [22].

To conclude, besides the signal, a large amount of noise sources need to be limited: specular (can be filtered because it is constant) and diffusive parasitic reflections [15], shot noise, and noise converted from signal (useful and parasitic reflections) to “speckle” by phase noise. To make images through scattering media, the main challenge is to realize images with a minimum number of photons. In this case, speckle converted from useful signal by phase noise can be neglected, but we see that, close to the ultimate limit (shot noise), noise due to parasitic reflection is still present (diffusive or/and specular associated to the phase noises). A solution proposed in [23] consists in tagging photons with an acoustic transducer just in front of the target to eliminate parasitic reflections from the signal. Unfortunately,

the proposed setup gives only access to the amplitude of the reinjected signal. Future work will be dedicated to adapt it to recover the phase, which is needed for SA operations.

REFERENCES

1. S. M. Popoff, G. Lerosey, R. Carminati, M. Fink, A. C. Boccarda, and S. Gigan, “Measuring the transmission matrix in optics: an approach to the study and control of light propagation in disordered media,” *Phys. Rev. Lett.* **104**, 100601 (2010).
2. M. Pernot, J.-F. Aubry, M. Tanter, A.-L. Boch, F. Marquet, M. Kujas, D. Seilhean, and M. Fink, “*In vivo* transcranial brain surgery with an ultrasonic time reversal mirror,” *J. Neurosurg.* **106**, 1061–1066 (2007).
3. I. M. Vellekoop and C. M. Aegerter, “Scattered light fluorescence microscopy: imaging through turbid layers,” *Opt. Lett.* **35**, 1245–1247 (2010).
4. A. Dubois and C. Boccarda, “L’OCT plein champ,” *Med. Sci.* **22**, 859–864 (2006), in French.
5. P. Pantazis, J. Maloney, D. Wu, and S. E. Fraser, “Second harmonic generating (SHG) nanoprobes for *in vivo* imaging,” *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **107**, 14535–14540 (2010).
6. M. Minsky, “Memoir on inventing the confocal scanning microscope,” *Scanning* **10**, 128–138 (1988).
7. S. Vertu, J. Flugge, J. J. Delaunay, and O. Haerberle, “Improved and isotropic resolution in tomographic diffractive microscopy combining sample and illumination rotation,” *Central Eur. J. Phys.* **44**, 969–974 (2011).
8. E. Lacot, R. Day, and F. Stoeckel, “Coherent laser detection by frequency-shifted optical feedback,” *Phys. Rev. A* **64**, 043815 (2001).
9. K. Otsuka, “Self-mixing thin-slice solid-state laser metrology,” *Sensors* **11**, 2195–2245 (2011).
10. E. Lacot, R. Day, and F. Stoeckel, “Laser optical feedback tomography,” *Opt. Lett.* **24**, 744–746 (1999).
11. O. Hugon, F. Joud, E. Lacot, O. Jacquin, and H. de Chatellus Guillet, “Coherent microscopy by laser optical feedback imaging (LOFI) technique,” *Ultramicroscopy* **111**, 1557–1563 (2011).
12. E. Lacot, O. Jacquin, G. Roussely, O. Hugon, and H. de Chatellus Guillet, “Comparative study of autodyne and heterodyne laser interferometry for imaging,” *J. Opt. Soc. Am. A* **27**, 2450–2458 (2010).
13. O. Jacquin, E. Lacot, W. Glastre, O. Hugon, and H. de Chatellus Guillet, “Experimental comparison of autodyne and heterodyne laser interferometry using Nd:YVO₄ microchip laser,” *J. Opt. Soc. Am. A* **28**, 1741–1746 (2011).
14. W. Glastre, O. Jacquin, O. Hugon, H. de Chatellus Guillet, and E. Lacot, “Synthetic aperture laser optical feedback imaging using a translational scanning with galvanometric mirrors,” *J. Opt. Soc. Am. A* **29**, 1639–1647 (2012).
15. W. Glastre, E. Lacot, O. Jacquin, and H. de Chatellus Guillet, “Sensitivity of synthetic aperture laser optical feedback imaging,” *J. Opt. Soc. Am. A* **29**, 476–485 (2012).
16. A. Witomski, E. Lacot, O. Hugon, and O. Jacquin, “Two-dimensional synthetic aperture laser optical feedback imaging using galvanometric scanning,” *Appl. Opt.* **47**, 860–869 (2008).
17. J. W. Goodman, *Speckle Phenomena in Optics* (Roberts, 2006).
18. J. C. Curlander and R. N. McDonough, *Synthetic Aperture Radar: Systems and Signal Processing* (Wiley, 1991).
19. A. Ja. Pasmurov and J. S. Zimoviev, *Radar Imaging and Holography* (Institution of Electrical Engineers, 2005).
20. C. C. Aleksoff, J. S. Accetta, L. M. Peterson, A. M. Tai, A. Klooster, K. S. Schroeder, R. M. Majewski, J. O. Abshier, and M. Fee, “Synthetic aperture imaging with a pulsed CO₂ TEA laser,” *Proc. SPIE* **783**, 29–40 (1987).
21. S. Markus, B. D. Colella, and T. J. Green, Jr., “Solid-state laser synthetic aperture radar,” *Appl. Opt.* **33**, 960–964 (1994).
22. A. Bandyopadhyay, A. Stepanov, B. Schulkin, M. D. Federici, A. Sengupta, D. Gary, and J. F. Federici, “Terahertz interferometric and synthetic aperture imaging,” *J. Opt. Soc. Am. A* **23**, 1168–1178 (2006).
23. O. Jacquin, W. Glastre, E. Lacot, O. Hugon, H. de Chatellus Guillet, and F. Ramaz, “Acousto-optic laser optical feedback imaging,” *Opt. Lett.* **37**, 2514–2516 (2012).