

Imagerie acousto-optique de milieux diffusants épais par détection photoréfractive

Max Lesaffre

▶ **To cite this version:**

Max Lesaffre. Imagerie acousto-optique de milieux diffusants épais par détection photoréfractive. Optique [physics.optics]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2009. Français. NNT : . pastel-00556664

HAL Id: pastel-00556664
https://pastel.hal.science/pastel-00556664

Submitted on 17 Jan 2011

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Thèse de doctorat

de l'Université Pierre et Marie Curie

Ecole Doctorale : « La physique de la particule à la matière condensée »

Spécialité

Optique physique expérimentale

à l'Institut Langevin (ESPCI)
et au Laboratoire Kastler Brossel (ENS)

Sujet de la thèse

Imagerie acousto-optique de milieux diffusants épais par détection photoréfractive

présentée par

M. Max Lesaffre

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Pierre et Marie Curie

soutenue le 27 octobre 2009

devant le jury composé de

M. François Ramaz	Directeur de thèse
M. Michel Gross	Directeur de thèse
M. Germano Montemezzani	Rapporteur
M. Eric Lacot	Rapporteur
M. Georg Maret	Examinateur
M. Jean-Pierre Huignard	Examinateur
M. Philippe Delaye	Examinateur
M. Jean Hare	Examinateur

à ma famille ...

Résumé

Imager un milieu diffusant épais par voie optique interdit l'utilisation des techniques d'imagerie optique conventionnelles du fait de la faiblesse du signal balistique. L'imagerie acousto-optique de la lumière diffusée permet d'obtenir une imagerie de l'absorption optique locale avec une résolution transverse millimétrique. Elle s'appuie sur un faisceau acoustique focalisé qui engendre par interaction acousto-optique une modulation de la phase du champ lumineux diffusé. Les détections cohérentes du signal optique modulé acoustiquement se trouvent cependant souvent limitées par la faiblesse de leur étendue optique ou de leur bande passante. Notre expérimentation s'appuie sur une détection photoréfractive hétérodyne reposant sur une holographie dynamique à 1064nm construite autour d'un cristal photoréfractif massif d'Arsenure de Gallium, pour pallier à ces deux limitations. Par ailleurs, pour obtenir une résolution millimétrique selon l'axe de propagation ultrasonore, nous avons développé une technique de modulation aléatoire de phase du faisceau acoustique et du faisceau lumineux qui crée une zone de cohérence temporelle contrôlée au sein même du milieu diffusant. La mise en oeuvre de ces techniques ont permis d'imager avec des résolutions millimétriques des échantillons diffusants de caractéristiques proches des tissus biologiques sur une épaisseur de 3cm.

mots-clefs : imagerie acousto-optique, milieu diffusant, photoréfractif

Abstract

Using conventionnal optical imaging techniques does not allow to image a thick scattering medium because of the weakness of the ballistic transmitted photons. Acousto-optical imaging of the scattered light enables to get images of the local optical absorption with a millimetric transversal resolution. It is based on a focused acoustical beam, which generates a modulation of the phase of the scattered field thanks to the acousto-optical interaction. Coherent detections of the acousto-optical signal are often limited by the weakness of their optical etendue or of their bandwidth. Our setup is based on a heterodyne photorefractive detection through a dynamical holography at 1064nm built within a bulk GaAs photorefractive crystal. This technique allows to get both a good optical etendue and a bandwith compatible with the decorrelation of the biological media. Besides so as to get a millimetric resolution along the ultrasonic propagation axis, we have developped a technique of random phase modulation of both the acoustical and optical beams which creates a zone of controlled temporal coherence within the scattering medium. The implementation of these techniques enabled to image tissues-like phantoms of 3cm depth with millimetric resolutions.

keywords : acousto-optic imaging, turbid media, photorefractive

Remerciements

Je remercie dans un premier temps Claude Boccara de m'avoir accueilli au sein du Laboratoire d'Optique de l'ESPCI. Je le remercie d'avoir toujours été disponible pour échanger des points de vue scientifiques riches d'expérience et de savoir-faire, et ce malgré un emploi du temps très chargé. Je tiens ensuite à remercier chaleureusement Francois Ramaz et Michel Gross. Je les remercie pour la justesse de leur encadrement tout au long de mon doctorat, et de leur soutien particulier pendant la période difficile d'écriture de thèse.

Je remercie dans un second temps Germano Montemezzani et Eric Lacot d'avoir accepté de rapporter cette présente thèse. Je remercie également Georg Maret, Jean-Pierre Huignard, Philippe Delaye et Jean Hare d'avoir accepté d'être membres du jury.

Je remercie dans un troisième temps les membres du laboratoire avec qui j'ai eu le plaisir à travailler. Je pense notamment à Pedro Santos et à Florence Jean avec qui j'ai partagé d'innombrables heures dans la chaleur et dans le noir de notre salle d'expérimentation. Je remercie également tous les membres du laboratoire, notamment les doctorants, qui ont permis une ambiance de travail riche aussi bien sur le plan scientifique que sur le plan humain.

Je tiens enfin particulièrement à remercier ma famille qui m'a soutenu tout au long de mon doctorat.

Table des matières

Introduction **1**

1 L'imagerie optique des milieux diffusants épais **5**
1.1 La diffusion de la lumière 5
1.1.1 La diffusion de Rayleigh 6
1.1.2 La diffusion de Mie 7
1.1.3 La diffusion dans les tissus biologiques 8
1.1.4 Les différents régimes de transport dans un milieu diffusant 9
1.2 Les techniques d'imagerie optique des milieux diffusants épais . 12
1.2.1 Les techniques d'imagerie optique du régime balistique . 12
1.2.2 Les techniques d'imagerie optique du régime diffusé . . . 15
1.3 Une synthèse sur l'imagerie optique des milieux diffusants épais 17

2 L'imagerie acousto-optique **19**
2.1 L'interaction acousto-optique en milieu diffusant 19
2.1.1 La modélisation de l'interaction acousto-optique 20
2.1.2 La poursuite des études théoriques 25
2.1.3 Les caractérisations expérimentales de la modulation acousto-optique en milieu diffusant 25
2.2 Les techniques d'imagerie acousto-optique de milieux diffusants épais 26
2.2.1 Les techniques à base d'un capteur mono-élément 26
2.2.2 Les techniques à base de capteur multiplexé, de type CCD 28
2.3 Une synthèse sur l'imagerie acousto-optique 29

3 L'imagerie acousto-optique par holographie photoréfractive **31**
3.1 Le principe de la détection 32
3.2 L'effet photoréfractif 33
3.2.1 Une présentation de l'effet photoréfractif 33
3.2.2 L'utilisation du modèle de transport de bande 35
3.2.3 Le mélange à deux ondes 39
3.3 La description de l'imagerie acousto-optique par détection holographique photoréfractive 42
3.4 La description du montage expérimental 55
3.4.1 Le schéma expérimental 55
3.4.2 La liste du matériel expérimental 59

3.5 La dépendance au flux lumineux 60
3.5.1 La dépendance au flux lumineux injecté 60
3.5.2 La dépendance au flux acoustique émis 60
3.6 Des profils expérimentaux d'imagerie 61
3.6.1 Un profil d'imagerie de la diffusion lumineuse 62
3.6.2 Un profil d'imagerie d'une inclusion absorbante 63
3.7 Une synthèse 64

4 La Tomographie Acousto-Optique Cohérente 67
4.1 Les techniques de résolution axiale existantes 67
4.1.1 Les techniques à régime d'émission ultrasonore continue . 68
4.1.2 Les techniques à régime d'émission ultrasonore impulsionnelle 69
4.1.3 Une synthèse sur les techniques de résolution axiales existantes 71
4.2 Le principe de la TAOC 72
4.3 La modélisation de la TAOC par détection holographique photoréfractive 73
4.3.1 La génération des "photons marqués" 74
4.3.2 La résolution axiale selon z 78
4.3.3 La détection interférentielle photoréfractive des photons marqués 81
4.3.4 Le signal acousto-optique détecté par une photodiode de grande surface 84
4.3.5 La détection du signal acousto-optique 87
4.4 Le montage expérimental de la TAOC par détection holographique photoréfractive 91
4.4.1 Le schéma expérimental 91
4.4.2 La génération des signaux, l'acquisition des données et le contrôle de l'expérimentation 93
4.4.3 Une synthèse sur la mise en oeuvre de la TAOC sur le montage expérimental 97
4.5 Une étude expérimentale de la résolution axiale 97
4.5.1 La dépendance du signal et de la résolution à la longueur de cohérence acousto-optique Δz 97
4.5.2 La fonction d'appareil de la TAOC 100
4.5.3 La résolution axiale de deux inclusions 103
4.5.4 Une synthèse sur la résolution axiale obtenue par la TAOC 107
4.6 Les images expérimentales 108
4.6.1 Imagerie de la diffusion lumineuse 108
4.6.2 Imagerie d'une inclusion absorbante 110
4.6.3 Imagerie de deux inclusions absorbantes 113
4.6.4 Imagerie de tissus biologiques 116
4.6.5 Une limitation expérimentale 118
4.6.6 Une synthèse sur les images expérimentales 119

4.7 Les bruits stochastiques de la TAOC . . . 120
4.7.1 Un premier exercice de pensée . . . 121
4.7.2 Approche formelle . . . 123
4.7.3 Une approche expérimentale et une simulation numérique 127
4.7.4 La dépendance au temps de cohérence acousto-optique T_ϕ 129
4.7.5 La dépendance au temps de réponse de l'holographie photoréfractive τ_{PR} . . . 132
4.7.6 La dépendance au choix du couple $(N, 1/T)$ . . . 135
4.7.7 La dépendance à la constante d'intégration à la détection synchrone τ_c . . . 137
4.7.8 Une synthèse et une perspective sur les bruits intrinsèques de la TAOC . . . 139
4.8 Une synthèse . . . 140

5 Caractérisation et optimisation 143
5.1 La caractérisation de l'excitation ultrasonore . . . 143
5.1.1 La résolution transverse . . . 144
5.1.2 La bande passante de l'émission ultrasonore . . . 144
5.1.3 La pression acoustique selon son axe de propagation . . . 145
5.1.4 La pression acoustique au foyer . . . 146
5.1.5 Une synthèse sur la caractérisation de l'excitation ultrasonore . . . 147
5.2 Les normes biomédicales . . . 147
5.2.1 Les normes acoustiques . . . 148
5.2.2 Les normes optiques biomédicales . . . 152
5.2.3 Une synthèse sur les normes biomédicales . . . 153
5.3 La détection opto-électronique . . . 154
5.3.1 Le bruit « ultime »de l'expérimentation . . . 154
5.3.2 Le choix du détecteur . . . 155
5.3.3 La conversion courant-tension . . . 160
5.3.4 La caractérisation du détecteur . . . 165
5.3.5 Une synthèse et des perspectives sur la détection opto-électronique . . . 168
5.4 Le rapport signal/bruit de l'expérimentation . . . 169
5.4.1 La dépendance à la constante d'intégration de la détection synchrone τ_c . . . 169
5.4.2 La dépendance du signal au flux du référent . . . 172
5.4.3 Une synthèse sur le rapport signal-bruit . . . 177
5.5 La mesure du temps de réponse de l'holographie photoréfractive τ_{PR} . . . 177
5.5.1 La description de la technique de mesure « in situ »du temps de réponse de l'holographie photoréfractive τ_{PR} . . . 178
5.5.2 Un correctif sur la mesure de l'évolution du temps de vie photoréfractif τ_{PR} selon la puissance du faisceau référent I_{ref} . . . 192

5.5.3 Une étude complémentaire à la mesure « in situ »du temps de vie photoréfractif τ_{PR} 193
5.5.4 Une synthèse sur la mesure du temps de réponse de l'holographie photoréfractive τ_{PR} 201
5.6 Une synthèse 201

6 Les perspectives **205**
6.1 Le développement de la TAOC par holographie photoréfractive à $\lambda = 800nm$ 205
6.2 La comparaison à une expérimentation référente 206
6.3 Le développemnt de la TAOC régime d'émission quasi-continu . 206
6.4 L'utilisation d'une barrette ultrasonore multi-voies 206
6.5 Les autres pistes 207

Conclusion **209**

A Les articles publiés **211**

Introduction

Une tendance actuelle majeure de la recherche médicale porte sur la spécificité du patient. Ce dernier ne devrait en effet plus être compris comme relevant d'un cas bien classifié, mais comme présentant une maladie avec une origine propre, une évolution spécifique, le tout dans un environnement particularisé. Pour y parvenir, tous les champs médicaux sont concernés, de l'enseignement même de la médecine aux produits pharmaceutiques les plus pointus. Dans une pareille dynamique, l'imagerie biomédicale joue un rôle majeur. Du fait de sa transversalité, elle intervient en effet autant au stade de la détection, qu'à celui du diagnostic, de l'intervention chirurgicale, et du suivi des éventuelles thérapies. Une telle approche médicale suppose donc une imagerie non invasive, qui permette de suivre sans risque l'évolution de la maladie, tout en étant spécifique afin de comprendre précisément la nature de cette dernière.

Nous nous intéresserons ici plus particulièrement au cas de l'oncologie. La lutte contre le cancer constitue en effet aujourd'hui un enjeu de société majeur. Par ailleurs, le travail de recherche présenté dans cette thèse a été en partie soutenu par le projet Cancéropôle Île-de-France. En oncologie, les techniques couramment employées *in vivo* sont la radiologie à rayons X, l'imagerie par résonance magnétique (IRM) et l'échographie. Bien que leurs développements au siècle dernier leur aient permis d'obtenir des résolutions très satisfaisantes, ces techniques ne donnent accès qu'à des informations fondamentalement anatomiques, et non spécifiques. Elles ne permettent pas par exemple de détecter certaines tumeurs agressives non calcifiées. De manière générale, leur manque de spécificité implique des insuffisances à de nombreux niveaux [1] : détection, diagnostic, précision de l'acte chirurgical, évaluation de la réussite chirurgicale et suivi des thérapies.

Ces techniques d'imageries conventionnelles, couramment utilisées aujourd'hui, ne sont en soi pas suffisantes et il est important de développer de nouveaux modes d'imagerie plus spécifiques et fonctionnels. Mais les techniques conventionnelles ne sont pas pour autant à négliger : la tendance actuelle en imagerie biomédicale est au développement de plateformes multimodales, à savoir un dispositif couplant une imagerie conventionnelle de forte résolution à au moins une imagerie fonctionnelle. Les imageries fonctionnelles déjà utilisées sont en partie des évolutions des techniques classiques, comme l'IRM

spectroscopique, ou l'échographie Doppler avec utilisation ou non d'agents de contraste spécifiques. De nouvelles imageries fonctionnelles ont également été développées, comme les techniques dites de scintigraphie nucléaire avec la Tomographie d'Emission de Positons (TEP).

Le travail de recherche que nous menons au sein de l'Institut Langevin de l'ESPCI veut contribuer à cette démarche, en développant un autre mode d'imagerie : une imagerie optique biomédicale. Ce nouveau mode d'imagerie peut apporter par exemple l'information de l'absorption optique locale. Le choix de la longueur d'onde optique peut de plus apporter une information spectrale, donnant à l'imagerie son caractère fonctionnel. Nous pouvons penser par exemple à une étude d'oxymétrie, en exploitant la différenciation des absorptions optiques de l'hémoglobine et de la désoxy-hémoglobine dans le proche infrarouge, autour de 800nm. En effet, au contraire des tissus sains, les tissus tumoraux présentent une mauvaise régulation de l'oxygénation, et cette anomalie se retrouve sur un volume supérieur au volume propre de la tumeur. Une telle imagerie pourrait donc constituer un outil intéressant pour l'oncologie.

Le développement d'une imagerie biomédicale optique *in vivo* est cependant délicat, en particulier sur des profondeurs de plusieurs centimètres. Les tissus biologiques sont en effet des milieux optiquement diffusants, à savoir que la lumière ne s'y propage pas de manière simplement balistique, mais suit de multiples trajets de diffusion. Les résolutions des imageries optiques classiques sont par conséquent vite détériorées, typiquement sur une distance de l'ordre du millimètre, et deviennent ainsi inutilisables sur un milieu diffusant épais. Il est en fait nécessaire de développer une imagerie propre aux milieux diffusants. Cela suppose de gérer principalement trois enjeux expérimentaux : la faiblesse du signal transmis du fait de la diffusion et de l'absorption, la perte de localisation de l'information due à la diffusion, et la perte de signal par décorrélation temporelle.

La présente thèse expose une nouvelle approche que nous proposons au Laboratoire et qui a fait l'objet d'étude de mon doctorat : la Tomographie Acousto-Optique Cohérente par détection holographie photoréfractive. Cette nouvelle technique est principalement une imagerie acousto-optique, à savoir qu'elle s'appuie sur le couplage entre le champ lumineux diffus et une excitation ultrasonore balistique, localisable. Cette interaction acousto-optique est ici fondamentale parce qu'elle permet d'obtenir l'information de localisation du signal nécessaire à toute imagerie. La particularité de notre technique est qu'elle repose également sur un mode de détection peu commun : l'utilisation d'un cristal photoréfractif massif introduit une holographie dynamique du champ lumineux diffus qui permet l'utilisation d'une photodiode de grande surface pour collecter l'information. Cette détection allie une bonne étendue optique, une bande passante compatible avec la décorrélation des tissus biologiques, et une sélection spectrale de l'information imagée. Enfin, la spécificité de notre technique vient des modes d'excitation du bras acoustique et du bras optique par modulation aléatoire de phase. Le contrôle de cette modulation permet de

localiser le signal acousto-optique le long de la colonne ultrasonore, tout en utilisant un régime d'émission ultrasonore continu. Cette résolution le long de la colonne acoustique, que nous appelons résolution axiale, n'est en effet normalement pas accessible par un simple régime d'émission ultrasonore continu. Nous appelons cette nouvelle technique la Tomographie Acousto-Optique Cohérente (TAOC).

Pour présenter cette nouvelle imagerie de milieux diffusants épais, cette thèse s'articule autour de cinq chapitres principaux. Le premier expose les enjeux de l'imagerie optique de milieux diffusants. Un aperçu des techniques d'imagerie déjà proposées est également exposé, ainsi que leurs limitations. Le deuxième chapitre présente l'imagerie acousto-optique, qui s'appuie sur un couplage entre une onde ultrasonore focalisée et la lumière diffusée. Le troisième chapitre traite à part entière de l'approche que nous développons, à savoir l'imagerie acousto-optique par holographie photoréfractive. Ce chapitre comprend sa description expérimentale, sa description théorique et sa caractérisation. Y figurent également des profils d'imagerie expérimentaux de milieux diffusants épais, sans résolution axiale. Le quatrième chapitre expose ensuite la technique de Tomographie Acousto-Optique Cohérente. Son principe y est présenté en détail, ainsi que sa description théorique, sa description expérimentale et sa caractérisation. Ce chapitre rapporte également des images expérimentales avec résolution axiale de milieux diffusants épais. Enfin, le cinquième chapitre rapporte différentes caractérisations, optimisations ou limitations de notre technique d'imagerie.

Chapitre 1

L'imagerie optique des milieux diffusants épais

Pour sonder optiquement un milieu diffusant, le premier réflexe est de se mettre en face et de voir ce qui peut déjà être distingué. Cette première option a été celle adoptée par M.Cutler en 1929 [2] en regardant des lésions mammaires *in vivo* à l'aide d'une simple bougie en transillumination dans une chambre noire. Cette approche a ensuite été adoptée cliniquement via la technique de diaphanographie [3], qui a progressivement utilisé d'autres sources de lumière et d'autres détecteurs. La diaphanographie présente l'avantage d'être non-invasive et peu onéreuse. Son désavantage est de présenter une résolution limitée du fait de la diffusion. Une telle imagerie présente en fait une résolution maximale égale au cinquième de l'épaisseur transilluminée [4], soit typiquement 1cm pour un tissu biologique épais de 5cm. Cette résolution est incompatible avec une détection de tumeurs précoces. D'autres approches ont ensuite été développées pour imager les milieux diffusants épais par voie optique. Dans ce chapitre sont présentées les différentes techniques déjà proposées et leurs limitations. Pour ce faire, la première section aborde le phénomène de diffusion, et les lois d'échelle physiques importantes correspondantes. Nous verrons que peuvent être dégagés trois régimes de transport : le régime balistique, le régime de diffusion, et un régime intermédiaire que nous appellerons régime serpentile. La deuxième section présente différentes techniques d'imagerie développées sur ces différents régimes de transport.

1.1 La diffusion de la lumière

Dans un milieu non diffusant, totalement homogène, la lumière se propage de manière balistique. Si ce milieu est absorbant, de constante caractéristique d'absorption μ_a, son flux lumineux I diminuera tout au long de sa propagation

selon la loi de Beer-Lambert

$$I(L) = I_0 e^{-\mu_a L}, \tag{1.1}$$

où I_0 est le flux initial d'injection et L l'épaisseur traversée du milieu.

En considérant maintenant un milieu qui diffuse la lumière, la physique à l'origine de l'atténuation est différente et par conséquent les lois d'échelle correspondantes sont changées. Dans un tel milieu, les photons interagissent avec des éléments diffuseurs, et à chaque événement de diffusion la trajectoire des photons des modifiée comme l'illustre la figure 1.1.

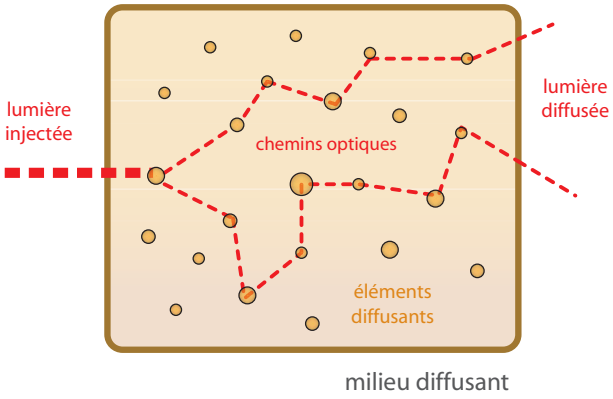


FIGURE 1.1: Illustration du phénomène de diffusion lumineuse dans un milieu diffusant.

1.1.1 La diffusion de Rayleigh

Une longueur caractéristique de la diffusion est le libre parcours moyen de diffusion, noté l_s, qui correspond à la distance moyenne séparant deux événements de diffusion comme illustré sur la figure 1.2. La grandeur également employée pour caractériser un milieu diffusant est la constante de diffusion μ_s qui est définie comme l'inverse du libre parcours moyen, à savoir

$$\mu_s = \frac{1}{l_s}. \tag{1.2}$$

Lorsque la taille caractéristique des diffuseurs est inférieure ou de l'ordre de la longueur d'onde optique λ, la diffusion se fait de manière isotrope, à savoir que le diagramme angulaire de diffusion est uniformément réparti sur toutes les directions. Dans un tel régime, chaque événement fait perdre la mémoire de l'état de propagation précédent, comme l'angle d'incidence ou la polarisation. Nous sommes alors dans un régime de diffusion de Rayleigh.

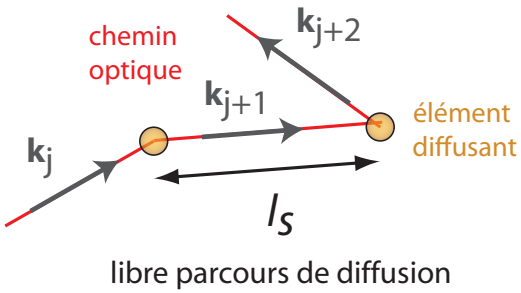


FIGURE 1.2: Illustration d'un libre parcours entre deux événements de diffusion

1.1.2 La diffusion de Mie

Lorsque les éléments diffusants présentent au contraire une taille caractéristique supérieure à la longueur d'onde optique λ, la diffusion se fait de manière anisotrope : le diagramme angulaire de diffusion n'est plus isotrope et il existe une direction privilégiée. Nous sommes alors en régime de diffusion de Mie [5]. Pour caractériser cette anisotropie de diffusion, nous introduisons le coefficient d'anisotropie g, défini selon

$$g = \langle cos\theta \rangle_\theta, \tag{1.3}$$

où

$$cos\theta = \frac{k_j \cdot k_{j+1}}{\mid k_j \mid\mid k_{j+1} \mid} \tag{1.4}$$

caractérise l'angle entre les vecteurs d'onde k_j et k_{j+1} correspondant respectivement aux $j^{ème}$ et $j+1^{ème}$ événements de diffusion, comme illustré sur la figure 1.3.

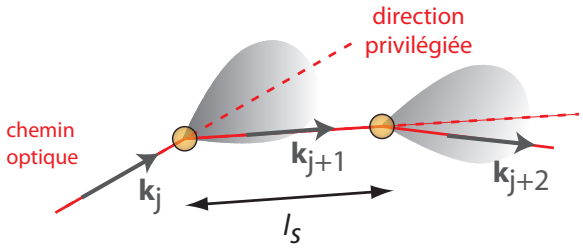


FIGURE 1.3: Illustration de deux événements de diffusion anisotrope, présentant donc une direction de diffusion privilégiée.

Le coefficient g est nul, $g = 0$, pour une diffusion parfaitement isotrope et est unitaire, $g = 1$, pour une diffusion totalement orientée vers l'avant. Dans un régime de diffusion anisotrope, nous avons de manière générale

$$0 < g < 1. \tag{1.5}$$

Dans un tel régime, le libre parcours moyen l_s n'est plus la longueur la plus caractéristique du régime de diffusion, et nous utilisons préférentiellement le libre parcours de transport l^* défini selon

$$l^* = \frac{l_s}{1-g}. \tag{1.6}$$

Ce libre parcours de transport caractérise la longueur du trajet optique nécessaire au photon pour perdre la mémoire de l'angle d'incidence, comme l'illustre la figure 1.4. La grandeur caractéristique d'un tel régime de diffusion est le coefficient de diffusion réduit μ'_s défini comme l'inverse du libre parcours de transport l^*, soit

$$\mu'_s = \mu_s(1-g). \tag{1.7}$$



FIGURE 1.4: Illustration du libre parcours de transport $l*$ dans une diffusion anisotrope.

1.1.3 La diffusion dans les tissus biologiques

Les tissus biologiques sont structurés de manière complexe selon plusieurs ensembles et sous ensembles, de tailles différentes, comme le rapporte la figure 1.5.

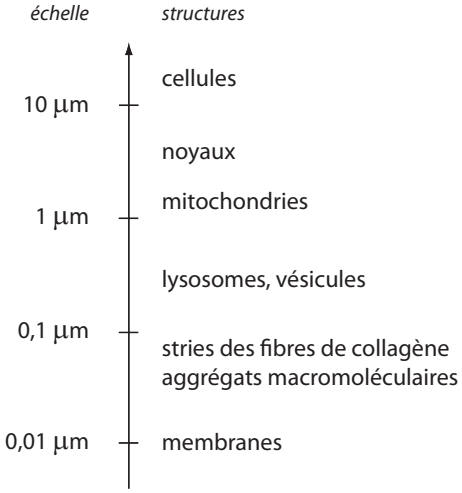


FIGURE 1.5: Echelle de grandeur des structures biologiques couramment rencontrées sous 10µm.

Le libre parcours moyen de diffusion vaut typiquement $l_s = 100\mu m$ [6], soit un coefficient de diffusion $\mu_s \simeq 100cm^{-1}$.

Aux longueurs d'onde optiques qui nous intéressent, dans le visible ou dans le proche infrarouge, la diffusion lumineuse est anisotrope, de coefficient d'anisotropie typique [6]

$$g \simeq 0.9, \tag{1.8}$$

ce qui amène un libre parcours de transport typique

$$l^* \simeq 1mm. \tag{1.9}$$

soit un coefficient réduit de diffusion typique

$$\mu'_s \simeq 10cm^{-1}. \tag{1.10}$$

Ainsi, dans les tissus biologiques, la lumière a perdu la mémoire de ses caractéristiques initiales de propagation sur une distance typique égale au millimètre. Les instruments d'imagerie optique classiques utilisant l'optique géométrique deviennent donc inutilisables au-delà et il convient de développer des instrumentations plus spécifiques à l'imagerie de milieux diffusants épais.

Par ailleurs, l'absorption optique au sein des tissus biologiques est principalement due à l'absorption de l'eau [7], hormis une absorption très forte du sang pour une longueur d'onde $\lambda < 600nm$.

1.1.4 Les différents régimes de transport dans un milieu diffusant

Prenons un milieu diffusant d'épaisseur L selon l'axe (Oy), de grandeur caractéristique d'absorption μ_a, de coefficient de diffusion μ_s et de coefficient réduit de diffusion μ'_s. Nous considérons ce milieu diffusant comme épais, à savoir d'épaisseur bien supérieure au libre parcours moyen de diffusion, soit $L \gg l_s$. Injectons un faisceau monochromatique collimaté de flux lumineux initial I_0 sur le plan $z = 0$. Nous pouvons dissocier trois régimes de transport : le régime balistique, le régime diffusant, et un régime intermédiaire que nous appelons régime serpentile, comme illustré sur la figure 1.6.

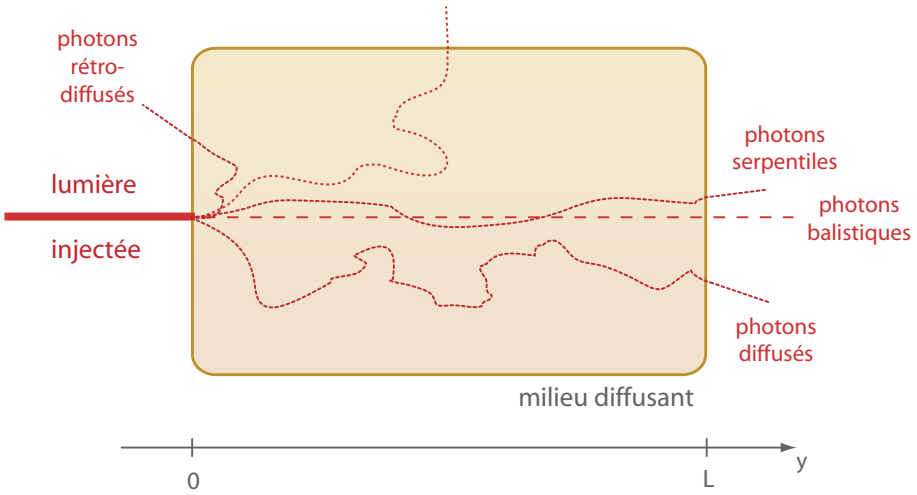


FIGURE 1.6: Illustration des trois régimes de diffusion dans un milieu diffusant : balistique, serpentile et multi-diffusé.

Les photons balistiques

Les photons dits balistiques sont les photons qui n'ont subi aucun événement de diffusion à la traversée du milieu diffusant. Leur nombre décroît de façon exponentielle à la traversée de l'échantillon, et leur intensité I_{bal} s'écrit

$$I_{bal}(y) = I_0 e^{-(\mu_s+\mu_a)y}. \tag{1.11}$$

Sur la plage spectrale du proche infrarouge où nous travaillons, le coefficient de diffusion est très supérieur au coefficient d'absorption, ce qui nous permet d'écrire plus simplement

$$I_{bal}(y) = I_0 e^{-\mu_s y}. \tag{1.12}$$

Dans un tissu biologique de coefficient de diffusion typique $\mu_s = 100cm^{-1}$, d'épaisseur $L = 3cm$, le flux des photons balistiques est ainsi atténué d'un facteur $e^{-\mu_s L} = e^{-300}$.

Les photons diffusés

Au contraire des balistiques, les photons diffusés ont subi de multiples événements de diffusion qui leur ont fait perdre totalement la mémoire de leur direction de propagation initiale. Ils illuminent ainsi tout l'échantillon, en suivant de multiples trajets optiques. Les longueurs de ces trajets sont bien plus grandes que l'épaisseur L de l'échantillon, et pour déterminer leur répartition lumineuse dans le milieu il faut alors tenir compte de l'absorption optique. Leur intensité lumineuse I_{diff} en un point situé à une distance $r > l^*$ du point d'injection s'écrit [8]

$$I_{diff} = I_0 \frac{e^{-\mu_{eff} r}}{r}, \tag{1.13}$$

où $\mu_{eff} = \sqrt{3\mu_a(\mu'_s + \mu_a)} \simeq \sqrt{3\mu_a\mu'_s}$ est appelé coefficient de diffusion réduit.

Notons ici que le choix de la longueur d'onde optique a un impact majeur sur le flux lumineux diffus en sortie de l'échantillon, et ce d'autant plus que l'échantillon est épais.

Les photons serpentiles

Les photons dits serpentiles existent dans les milieux diffusants anisotropes, comme les milieux biologiques. Ils suivent un régime intermédiaire aux deux régimes déjà présentés : ils ne sont pas à proprement dit balistiques parce qu'ils ont subi un ou plusieurs événements de diffusion ; et ils ne sont pas non plus diffusés parce qu'ils ont conservé la trajectoire initiale en « serpentant » près de cet axe principale balistique. Leur intensité lumineuse décroît typiquement selon

$$I_{serp}(y) = I_0 e^{-(\mu'_s+\mu_a)y}, \tag{1.14}$$

qui se simplifie dans les tissus biologiques selon

$$I_{serp}(y) = I_0 e^{-\mu'_s y}. \tag{1.15}$$

Comparé au régime balistique ou au régime diffusif, ce régime serpentile a été l'objet d'un nombre bien moindre d'études théoriques. A ce titre, il est généralement compris ou bien comme un cas limite du régime diffusif, ou bien comme un régime quasi-balistique.

Les « temps de vol » des régimes de transport

Ces trois régimes de transport se différencient par les longueurs de leurs trajets optiques dans le milieu diffusant. Sous incidence normale, les photons balistiques parcourent tous un chemin égal à l'épaisseur L de l'échantillon. Les photons serpentiles suivent quant à eux des chemins de longueurs plus variables, légèrement supérieures à l'épaisseur L. Les photons diffusés parcourent par contre des longueurs très variables, et bien supérieures à L. Du point de vue temporel, en injectant une impulsion lumineuse dans l'échantillon, les photons en sortie de l'échantillon seront tout d'abord les photons balistiques, suivis des serpentiles et enfin les photons diffusés en nombre bien plus grand. Cet enregistrement temporel constitue la *TPSF* (en anglais, pour *Temporel Point Spread Function*), comme illustré sur la figure 1.7.

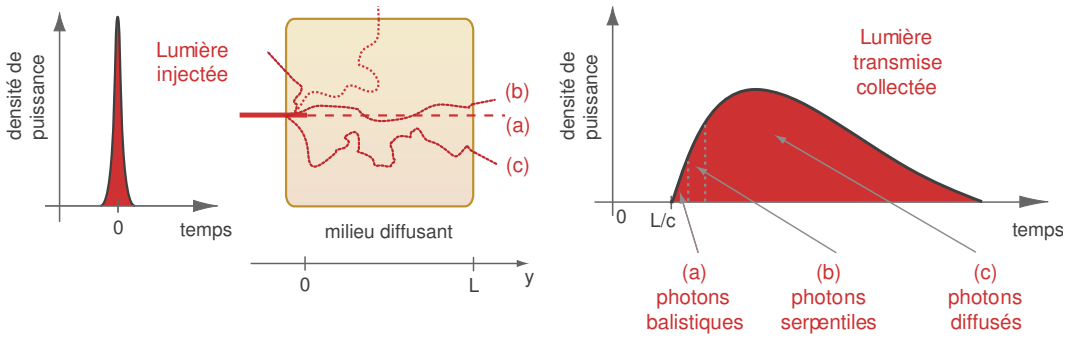


FIGURE 1.7: Illustration du temps de la TPSF, rapportant les temps de vol des trois régimes de diffusion dans le milieu diffusant

1.2 Les techniques d'imagerie optique des milieux diffusants épais

Imager un milieu diffusant épais revient à imager les photons balistiques, serpentiles et/ou diffusés. Au sein des techniques d'imagerie optique des milieux diffusants, le régime balistique est le régime qui a été jusque-là le plus exploité. Il peut être en effet compris comme une extrapolation du régime d'optique géométrique, très couramment utilisé dans les techniques d'imagerie optique conventionnelle. Dans la pratique expérimentale, le régime serpentile est quant à lui considéré comme un régime voisin du régime balistique. A ce titre, je parlerai dorénavant de techniques d'imagerie des photons balistiques/serpentiles. Quant au régime diffusif, il a pour le moment été l'objet de peu d'études. Cela peut s'expliquer par l'idée couramment implantée que toute diffusion nuit à la résolution. Mais il en est à priori autrement pour les techniques intrinsèquement construites autour de ces photons diffusés. Dans cette section, nous allons voir un aperçu des différentes techniques d'imagerie déjà développées pour les milieux diffusants épais. Nous verrons tout d'abord les techniques construites autour du régime balistique/serpentile. Nous verrons que la faiblesse du signal limite leur utilisation pour des échantillons biologiques d'épaisseur supérieure au centimètre. Nous nous intéresserons ensuite aux techniques d'imagerie des photons diffusés. Nous essaierons de dégager les principales limitations à résoudre.

1.2.1 Les techniques d'imagerie optique du régime balistique

Les techniques d'imagerie des photons balistiques/serpentiles sont basées sur la même idée que les techniques d'imagerie balistique conventionnelles, comme la radiologie : l'image des photons balistiques en sortie de l'échantillon correspond à la projection de l'absorption du volume parcouru, et il faut imager selon différents angles de projection pour calculer au final une imagerie en volume. La grande différence par rapport à ces techniques conventionnelles est

par contre que la lumière balistique est ici très fortement minoritaire devant la lumière diffusée. Sur ce point, les photons serpentiles peuvent être intéressants. Ils diminuent certes la résolution de l'imagerie, mais ils permettent de collecter un flux plus important. Il existe en pratique un vrai compromis entre la dynamique de signal acceptable et la résolution voulue.

Les différentes classes de techniques

Ces techniques se différencient entre elles par le procédé pour sélectionner les photons balistiques parmi tous les photons transmis. Nous pouvons distinguer globalement trois approches différentes. La première s'appuie sur une caractéristique géométrique : tous les photons balistiques possèdent en sortie de l'échantillon la même direction de propagation que le faisceau d'injection. Elles utilisent en pratique un filtrage angulaire spatial. La deuxième s'appuie sur la longueur minimale du chemin optique balistique. Les techniques correspondantes sont par construction cohérentes et utilisent des sources lumineuses faiblement cohérentes pour différencier ces trajets. Enfin, la troisième approche s'appuie sur une caractéristique temporelle des photons balistiques bien illustrée sur la TPSF, à savoir qu'ils sont les premiers à sortir de l'échantillon. Ces techniques utilisent une discrimination temporelle pour n'imager que les tous premiers photons transmis. Dans cette sous-section, nous allons voir brièvement ces différentes approches.

Les techniques à filtrage spatial

Les techniques à filtrage angulaire sont les plus simples exposées ici. Principalement deux techniques de ce type ont été mises en oeuvre. La première consiste à mettre un tube de collimation en sortie d'échantillon, alignée sur l'axe d'injection [9]. La deuxième consiste à mettre une iris de filtrage dans le plan de Fourier d'une lentille de collection afin d'éliminer les hautes fréquences spatiales [10]. Mais ces filtrages ne s'affranchissent pas de certains photons diffusés qui sortent tout de même selon cet axe principal. Il existe donc un fond lumineux parasite qui limite la précision de la mesure. Ceci est accentué par le fait que les photons balistiques deviennent de plus en plus minoritaires quand l'épaisseur de l'échantillon augmente. En pratique, ces techniques ne permettent pas d'imager des échantillons de plus de quelques millimètres d'épaisseurs.

Les techniques à filtre de cohérence temporelle

Ces techniques s'appuient sur le caractère minimal du chemin optique balistique et sur l'utilisation d'une source lumineuse à faible cohérence temporelle. Un faisceau référent n'interfère en sortie d'échantillon qu'avec les photons balistiques [11]. L'avantage de cette technique est d'utiliser des sources lumineuses continues et une détection basse fréquence. Le désavantage est par contre le faible contraste des franges d'interférences du fait de l'importance du fond

lumineux incohérent. Pour rendre plus sensible la détection des franges, une détection hétérodyne a été également mise en oeuvre en balayant la fréquence du faisceau référent et en extrayant le contraste par détection synchrone [12].

Les techniques à discrimination temporelle

Ces techniques reposent sur le « temps de vol » minimal des photons balistiques dans le milieu diffusant. Elles utilisent une source lumineuse impulsionnelle et un fenêtrage temporel de collection afin de ne collecter que les premiers photons transmis. Typiquement, le temps d'obturation pour collecter les photons balistiques est de l'ordre de 100fs ; pour les photons serpentiles, ce temps atteint 10ps. Pour choisir le temps d'obturation optimum, il existe encore une fois un compromis entre la dynamique du signal et la résolution souhaitée. Globalement trois approches de fenêtrage temporel ont été explorées.

Le fenêtrage Kerr La première approche s'appuie sur un contraste d'absorption, en transmettant au mieux les photons balistiques et en atténuant autant que possible les photons diffusés. Pour ce faire, a été utilisée une technique à base de cellule à effet Kerr [13]. Cette cellule est disposée entre deux polariseurs croisés en sortie de l'échantillon. L'impulsion lumineuse légèrement retardée vient activer la biréfringence de la cellule au moment de la transmission des photons balistiques. Une fois l'impulsion pompe terminée, la cellule est désactivée et les photons diffusés sont absorbés par les polariseurs croisés. Mais cette technique est tout de même limitée par l'opacité relative d'une telle cellule, qui limite le contraste.

Le fenêtrage par amplification Raman La deuxième approche s'appuie sur un contraste d'amplification, en amplifiant seulement la lumière balistique. Pour cela, une technique par diffusion Raman stimulée a été mise en oeuvre, en utilisant toujours le bras pompe impulsionnel légèrement retardé [14]. Sa limitation est le caractère relativement limité de l'amplification vis-à-vis du flux total transmis.

Le fenêtre par génération de seconde harmonique Cette troisième approche s'appuie sur un contraste spectral, en convertissant la longueur d'onde des seuls photons balistiques. Ceci est permis par une technique de génération de seconde harmonique [15]. Cette technique est limitée par la faible efficacité de conversion, notamment du fait de sa faible acceptance angulaire.

Une synthèse des techniques basées sur le régime balistique/serpentile

En pratique, toutes ces techniques ont permis d'imager des milieux biologiques présentant des épaisseurs de quelques millimètres. Mais toutes les techniques exposées jusqu'ici, par filtrage spatial, par filtrage de cohérence temporelle ou par fenêtrage temporel sont toutes confrontées au même problème :

la faiblesse du flux balistique, qui décroît exponentiellement avec l'épaisseur. Typiquement, il n'est possible d'utiliser ces techniques que pour une épaisseur L vérifiant

$$L < \frac{1}{\mu_s} \ln(\frac{I_0}{I_D}), \tag{1.16}$$

où I_0 est l'intensité lumineuse injectée et I_D la plus faible intensité détectable. L'épaisseur limite est de l'ordre de quelques millimètres, qui peut être poussée au centimètre en exploitant les photons serpentiles, au détriment de la résolution. De toutes les façons, la faiblesse du flux collecté devient trop limitant pour appliquer ces méthodes sur des épaisseurs de plusieurs centimètres. Les techniques d'imagerie du régime balistique sont ainsi limitées par la faiblesse du signal transmis ; et ce même en étendant l'imagerie au régime serpentile, ce qui revient à jouer sur le compromis entre la dynamique du signal et la résolution.

1.2.2 Les techniques d'imagerie optique du régime diffusé

Compte tenu de la faiblesse du signal balistique, nous comprenons qu'il peut être utile d'utiliser les photons diffusés, très majoritaires, pour imager des milieux biologiques épais de plusieurs centimètres. Dans cette partie, j'exposerai d'abord les particularités de la lumière diffuse, et par ce biais les enjeux d'une imagerie optique basée sur les photons diffusés. Seront ensuite exposées les différentes approches déjà proposées.

Les enjeux de l'imagerie optique par les photons diffusés

L'influence de l'absorption Comme déjà exposé, le flux lumineux diffusé est plus sensible à l'absorption optique du milieu que le flux balistique. Ceci provient des longueurs bien plus importantes de leurs trajets optiques dans le milieu diffusant. Le choix de la longueur d'onde est donc important, même au sein de la fenêtre thérapeutique optique. Pour s'en rendre compte, calculons le flux diffus transmis à travers un tissu biologique selon l'axe principal d'injection par exemple pour les longueurs respectives $\lambda_1 = 800nm$ et $\lambda_2 = 1064nm$. Sur cette plage spectrale, prenons comme valeurs d'absorption les coefficients d'absorption de l'eau pure, soit respectivement $\mu_a(\lambda_1) = 0.022cm^{-1}$ et $\mu_a(\lambda_2) = 0.15cm^{-1}$ [16]. Pour un milieu diffusant d'épaisseur $L = 3cm$ et de coefficient de diffusion réduit $\mu'_s = 10cm^{-1}$, nous trouvons les facteurs d'atténuation respectifs $e^{-\mu_{eff,\lambda_1}L} = 0.9 \cdot 10^{-1}$ et $e^{-\mu_{eff,1\lambda_2}L} = 2 \cdot 10^{-3}$. Pour une deuxième épaisseur $L = 5cm$, nous trouvons les facteurs d'atténuation respectifs $e^{-\mu_{eff,\lambda_1}L} = 2 \cdot 10^{-2}$ et $e^{-\mu_{eff,\lambda_2}L} = 4 \cdot 10^{-5}$. Dans cet exemple, nous comprenons donc que du point de vue du flux lumineux, il est beaucoup plus favorable de travailler à $800nm$ qu'à $1064nm$.

L'influence de la multiplicité des trajets optiques Dans un régime de diffusion, les photons suivent des trajets optiques multiples. La superposition de tous ces chemins aléatoires implique une répartition spatiale du champ transmis aléatoire en phase. Ceci se traduit interférentiellement par une répartition lumineuse très chahutée, appelée « tavelures » ou de manière plus courante par le terme anglais « speckle ». Ce phénomène est facilement visible en pointant un laser sur un milieu diffusant comme une simple feuille de papier, comme l'a fait Langmuir qui a rapporté ce « curious phenomenon » [17].

Toute technique interférentielle doit prendre en compte cette faible cohérence spatiale.

Le phénomène de décorrélation Jusqu'ici nous avons considéré un milieu diffusant en sous-entendant que les éléments diffuseurs étaient immobiles. Les tissus biologiques mous, en particulier *in vivo*, présentent plusieurs sources de mise en mouvement des diffuseurs, possédant chacune leur temps caractéristique propre. Il existe des mouvements macroscopiques, comme la respiration ou les flux sanguins, mais également microscopiques comme notamment le mouvement brownien. Tous ces mouvements perturbent les chemins optiques et donc les phases associées, et il s'en suit une décorrélation du signal interférentiel. Par définition, les photons diffusés transmis subissent un nombre élevé d'interactions avec les diffuseurs. Ce nombre augmentant avec l'épaisseur de l'échantillon diffusant, il doit en être de même pour l'importance de la décorrélation temporelle. Gross et al. [18] a mesuré sur un sein de 4cm d'épaisseur une décorrélation de largeur spectrale à mi-hauteur égale à 1.5 kHz. Dans un tel échantillon, toute technique interférentielle est donc limitée par ce phénomène si sa bande passante est inférieure au kHz.

Une synthèse sur les enjeux expérimentaux de l'imagerie des photons diffusés Pour imager les milieux diffusants épais par les photons diffusés, il convient de gérer les propriétés de la lumière diffusée. Pour une technique d'imagerie incohérente, seule l'influence de l'absorption est à considérer, ce qui implique de travailler près du minimum d'absorption dans la fenêtre thérapeutique, à savoir autour de $\lambda = 800nm$. Pour une technique d'imagerie cohérente, il faut gérer en plus la répartition spatiale tavelée contenant l'information interférentielle, et la décorrélation temporelle qui suppose une bande passante de l'ordre du kHz. Pour ce faire, plusieurs approches différentes ont été proposées. L'une d'entre elles s'appuie sur des traitements numériques inverses des flux transmis collectés, basés sur des théories de transfert dans les milieux diffusants, comme l'équation de diffusion. Ces techniques sont par nature incohérentes. Une autre approche est l'Imagerie Acousto-Optique (IAO), qui se base sur une différenciation *in situ* et localisée de la lumière : la propagation d'une onde acoustique ultrasonore dans le milieu diffusant induit une perturbation localisée de la phase du champ diffusé transmis. Cette technique, de nature cohérente, est à la base de l'expérimentation présentée dans cette thèse. A ce titre, elle sera exposée à part entière dans le chapitre suivant.

Les techniques incohérentes

L'enregistrement de la TPSF Cette approche consiste à acquérir la TPSF puis à extraire l'information aux tous premiers instants par des ajustements théoriques calculés dans le cadre de l'approximation de diffusion [19]. Bien qu'elle utilise les photons diffusés, cette technique aurait aussi pu être présentée avec les techniques pour imager les photons balistiques. Pour ce faire, deux techniques ont été proposées, l'une dans le domaine temporel, l'autre dans le domaine fréquentiel.

L'enregistrement temporel est obtenue par l'utilisation d'une impulsion lumineuse et d'une « streak camera ». La résolution temporelle obtenue est typiquement de 1ps. L'équivalent fréquentiel de cette technique s'appuie sur les « photon waves density ». Elle consiste à injecter dans le milieu un faisceau lumineux continu modulé, et à extraire en sortie de l'échantillon la composante modulée et le déphasage induit. En utilisant plusieurs fréquences de modulation, il est alors possible de reconstituer l'équivalent de la TPSF dans le domaine spectral. L'avantage de cette technique sur la précédente est d'utiliser une source lumineuse continue, et d'extraire l'information par une simple détection synchrone, ce qui s'avère beaucoup moins onéreux à l'usage.

La Tomographie Optique Diffuse La Tomographie Optique Diffuse [20] repose sur une matrice de sources lumineuses et de détecteurs, disposés tout autour de l'échantillon diffusant. Les algorithmes de traitement inverses s'appuient sur des théories de transfert dans le milieu diffusant. La résolution d'une telle imagerie dépend des algorithmes utilisés et du matriçage d'injection et de collection. De plus, le temps de calcul correspondant dépend fortement de la puissance de calcul informatique utilisée.

Une synthèse sur les techniques d'imagerie des photons diffusés exposées Les techniques déjà exposées ont permis d'obtenir une résolution de 5mm sur une épaisseur de près de $500 l_s$ dans un échantillon modèle diffusant [21]. Cette performance est en soi très bonne. Mais l'augmentation de cette résolution n'est pas évidente et je ne sais en quelle mesure les algorithmes utilisés peuvent s'appliquer sur des échantillons plus complexes et plus hétérogènes comme les tissus biologiques.

1.3 Une synthèse sur l'imagerie optique des milieux diffusants épais

Le phénomène de diffusion la lumière dans un milieu diffusant implique deux principaux régimes de transport : le régime serpentile/balistique et le régime diffusé.

Le régime balistique se caractérise par une direction de propagation colinéaire à l'injection et par un temps de vol minimal dans l'échantillon. Ces deux caractéristiques ont permis le développement de différentes techniques d'imagerie, mais ces dernières se trouvent confrontées à la même limitation : la faiblesse du flux balistique. Elles deviennent ainsi inutilisables pour des échantillons biologiques épais de plusieurs millimètres.

Le régime diffusé présente quant à lui un flux plus important. Sa plus grande dépendance à l'absorption implique de travailler au sein de la fenêtre thérapeutique optique. D'autre part, les techniques cohérentes doivent en plus gérer la décorrélation temporelle par une bande passante supérieure au kHz tout en gérant la répartition spatiale tavelée du champ lumineux diffusé.

Les techniques d'imagerie des photons diffusés jusque-là présentées s'appuient sur des théories de transfert des photons diffusés dans l'échantillon en traitant à l'inverse la collection du flux diffusé collecté. Elles permettent d'imager des échantillons réellement centimétriques avec des résolutions d'un demi-centimètre. Mais tout comme les techniques d'imagerie des photons balistiques, ces techniques utilisent une information intégrée sur tout le trajet de propagation de la lumière. Autrement dit, elles ne présentent pas de différenciation physiquement localisée de leur information.

La technique d'imagerie que nous utilisons repose au contraire sur une localisation de l'information dans le volume de l'échantillon. Cette technique, appelée Imagerie Acousto-Optique (IAO), s'appuie sur un couplage entre la lumière diffusée et une onde ultrasonore focalisée. Cette onde acoustique se propage de manière balistique dans l'échantillon optiquement diffusant et permet de différencier des zones par interaction acousto-optique. La présentation de cette technique d'imagerie est le coeur du chapitre suivant.

Chapitre 2

L'imagerie acousto-optique

En 1993, Marks et al. [22] firent l'observation de la variation temporelle de l'intensité lumineuse transmise à travers un échantillon diffusant, par application d'une onde acoustique ultrasonore. L'Imagerie Acousto-Optique (IAO) s'appuie sur l'interaction acousto-optique localisée entre le champ lumineux diffusé et une onde ultrasonore focalisée.

Cette interaction induit une modulation périodique de la phase du champ lumineux, qui implique en lumière cohérente une modulation du champ lumineux diffusé transmis, comme illustré sur la figure 2.1. L'amplitude de cette modulation, que j'appelle signal acousto-optique, nous renseigne directement sur la densité de photons dans la zone d'interaction acousto-optique. Un déplacement de la colonne acoustique dans l'échantillon permet ainsi une cartographie de l'absorption optique du milieu diffusant, comme illustré sur la figure 2.2.

Dans ce chapitre, je présenterai dans un premier temps l'interaction acousto-optique en milieu diffusant. Seront ensuite présentées les différentes techniques d'imagerie acousto-optique, qui se différencient par leur détection du signal acousto-optique.

2.1 L'interaction acousto-optique en milieu diffusant

L'interaction acousto-optique dans un milieu *non* diffusant a été étudiée dès le début des années 1930 [23, 24]. La propagation de l'onde de pression crée un réseau d'indice dans le milieu, qui diffracte un faisceau lumineux cohérent. Dans un milieu diffusant, la physique de l'interaction est différente et elle n'a été étudiée qu'à partir de la seconde moitié des années 1990. Les photons diffusés peuvent suivre en effet des trajets optiques complexes dans la colonne acoustique. De nombreux travaux de modélisation, dont le premier mené par

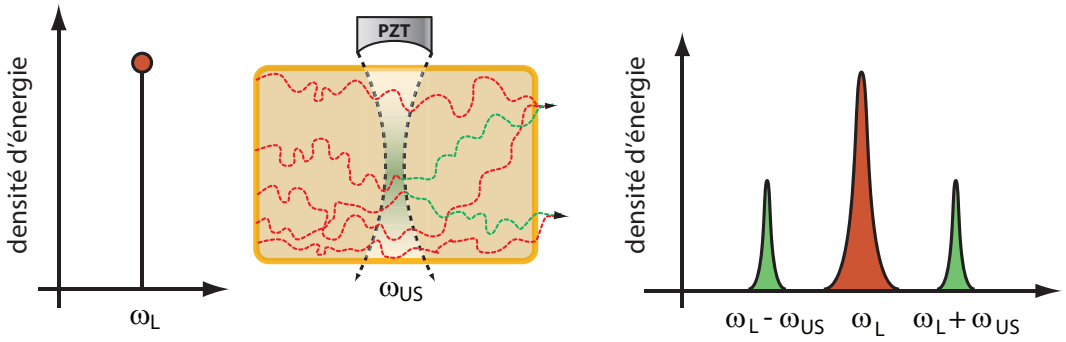


FIGURE 2.1: Illustration de la modulation acousto-optique. Un milieu diffusant illuminé par un faisceau optique sonde de pulsation ω_L est parcouru par une onde ultrasonore focalisée de pulsation ω_{US}. L'interaction acousto-optique génère une modulation acousto-optique correspondant spectralement à une génération de bandes latérales décalées de la pulsation ultrasonore.

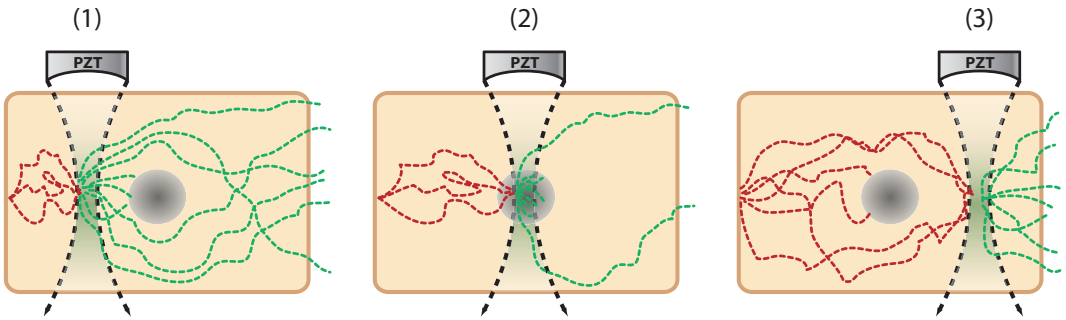


FIGURE 2.2: Illustration du principe de l'imagerie acousto-optique. En présence d'une absorption optique dans le milieu diffusant, l'amplitude de la modulation acousto-optique transmise dépend de la position de la colonne ultrasonore (1,2,3). La collection de cette modulation acousto-optique en fonction de la position de l'émetteur ultrasonore peut ainsi permettre une cartographie de l'absorption optique du milieu diffusant.

Leutz et Maret en 1995 [25], et de simulation numérique ont permis d'avancer dans la compréhension de ce phénomène. Des études sont encore en cours à l'heure actuelle. Je vais présenter ici un aperçu de ces travaux.

2.1.1 La modélisation de l'interaction acousto-optique

Un effet incohérent a été modélisé en 1998 par Mahan et al. [26]. L'interaction acousto-optique y est comprise comme une modification du transfert radiatif lumineux du fait des modifications des caractéristiques de diffusion, comme le coefficient de diffusion, au passage de l'onde de pression. Cet effet minime n'a cependant jamais été montré expérimentalement. Nous considérons donc l'interaction acousto-optique comme de nature cohérente.

L'interaction acousto-optique est comprise comme une perturbation pério-

dique des chemins optiques multiples parcourant le milieu diffusant insonifié. Cette modulation de la phase trouve son origine dans deux effets : la mise en vibration des diffuseurs et le réseau d'indice de réfraction au passage de l'onde de pression. Pour modéliser cette modulation de phase, Leutz et Maret [25] ont rapporté en 1995 l'utilisation de techniques couramment rencontrées en DLS (Dynamique Light Scattering). La grande majorité des études théoriques menées par la suite ayant repris la même approche, je vais en exposer ici brièvement la démarche.

La modulation acousto-optique cohérente

Nous considérons un milieu d'indice de réfraction n_0, de diffusion isotrope. Nous faisons l'approximation de diffusion faible, en considérant que le libre parcours moyen de diffusion l_s est très supérieur à la longueur d'onde optique λ, soit $l_s \gg \lambda$. Nous considérons qu'il n'existe aucune corrélation entre les différents trajets optiques. Ce milieu est illuminé par une lumière cohérente de vecteur d'onde optique $\mathbf{k_0}$ et est parcouru par une onde ultrasonore de pulsation ω_{US}. Pour simplifier l'écriture, nous considérons ici que le milieu est totalement insonifié.

La modulation acousto-optique est calculée à partir de la fonction d'autocorrélation temporelle $G_1(\tau)$ du champ diffusé $E(t)$ en sortie de l'échantillon, définie par

$$G_1(\tau) = \int_0^\infty p(s)\langle E_s(t)E_s^*(t+\tau)\rangle ds \tag{2.1}$$

où $E_s(t)$ est le champ lumineux correspondant à longueur optique s et où $p(s)$ est la fonction densité de probabilité de s, à savoir la fraction de l'intensité lumineuse incidente parcourant un chemin optique de longueur s. Cette fonction d'autocorrélation permet par la suite d'obtenir l'intensité optique modulée aux harmoniques $n\omega_{US}$ par l'application du théorème de Wiener-Khinchin, selon

$$I_n = \int_0^{2\pi/\omega_{US}} \frac{2\pi}{\omega_{US}} cos(n\omega_{US}\tau) G_1(\tau) d\tau, \tag{2.2}$$

La phase du champ diffusé E_s peut être modifiée par la propagation acoustique ou par d'autres effets comme le mouvement brownien. En considérant que ces deux effets sont totalement décorrélés, nous pouvons simplement séparer leur contribution respective [25]. Nous tenons compte ici que de la modulation acousto-optique, ce qui amène

$$\langle E_s(t)E_s^*(t+\tau)\rangle = \langle exp[-i(\sum_{j=1}^{s/l+1} \Delta\phi_{nj}(t,\tau) + \sum_{j=1}^{s/l} \Delta\phi_{dj}(t,\tau))]\rangle, \tag{2.3}$$

où $\Delta\phi_{nj}(t,\tau) = \phi_{nj}(t+\tau) - \phi_{nj}(t)$ et ϕ_{nj} est la variation de phase sur le trajet d'indice j de longueur optique s due à la modulation de l'indice de réfraction, et où $\Delta\phi_{dj}(t,\tau) = \phi_{dj}(t+\tau) - \phi_{dj}(t)$ et ϕ_{dj} est la variation de phase au niveau du $j^{ème}$ événement de diffusion due à la mise en vibration des diffuseurs.

Une approximation importante est l'approximation de faibles modulations. Nous pouvons alors simplifier cette expression en écrivant

$$\langle E_s(t)E_s^*(t+\tau)\rangle = exp[-\frac{1}{2}\langle(\sum_{j=1}^{s/l+1}\Delta\phi_{nj}(t,\tau) + \sum_{j=1}^{s/l}\Delta\phi_{dj}(t,\tau))^2\rangle]. \tag{2.4}$$

De là, il faut exprimer les déphasages provenant des deux effets. Leutz et Maret en 1995 [25], puis Kempe et al. en 1997 [27] ont modélisé pour leur part la contribution du déplacement des diffuseurs. En 2001, Wang [28] a quant à lui considéré les deux contributions. Dans le développement de la variance de la modulation de la phase, je ne tiens pas compte des termes croisés entre ces deux effets, développés par Sakadzic et al.[29]. Je considère donc ces deux effets non corrélés, à savoir

$$\langle(\sum_{j=1}^{s/l_s+1}\Delta\phi_{nj}(t,\tau) + \sum_{j=1}^{s/l_s}\Delta\phi_{dj}(t,\tau))^2\rangle = \langle(\sum_{j=1}^{s/l_s+1}\Delta\phi_{nj}(t,\tau))^2\rangle + \langle(\sum_{j=1}^{s/l_s}\Delta\phi_{dj}(t,\tau))^2\rangle \tag{2.5}$$

Je ne développerai pas les calculs des variances des variations de phase des deux effets, qui sont bien menés dans les articles déjà cités [25, 27, 28]. Par contre, l'écriture des déphasages induits par ces deux effets sont intéressants.

La vibration des diffuseurs Considérons le $j^{ème}$ événement de diffusion à la position $\mathbf{r}_j$, diffusant un photon de vecteur d'onde unitaire incident $\mathbf{k}_j$ sur le vecteur d'onde unitaire $\mathbf{k}_{j+1}$. De par la mise en mouvement du diffuseur par l'onde acoustique de vecteur amplitude $\mathbf{A}$, la variation de la phase induite s'écrit [28]

$$\phi_{dj}(t) = -n_0k_0(\mathbf{k}_{j+1} - \mathbf{k}_j)\cdot\mathbf{A}sin(\mathbf{k}_{US}\cdot\mathbf{r}_j - \omega_{US}t) \tag{2.6}$$

L'isotropie de diffusion implique que les contributions de deux événements différents ne sont pas corrélées. Ainsi, la contribution de la mise en vibration des diffuseurs ne dépend pas du rapport entre la longueur d'onde acoustique λ_{US} et le libre parcours moyen de diffusion l_s, caractérisé par $k_{US}l_s$. Nous pouvons par ailleurs noter que l'amplitude du déphasage est linéaire au champ de déplacement acoustique et donc à la pression ultrasonore.

La modulation de l'indice de réfraction Considérons maintenant le $j^{ème}$ libre parcours de diffusion de longueur l_j reliant les $j-1^{ème}$ et $j^{ème}$ événements de diffusion successifs, selon un vecteur d'onde optique $\mathbf{k}_j$. La variation de

phase cumulée sur ce trajet du fait de la modulation de l'indice de réfraction Δn s'écrit [28]

$$\phi_{nj}(t) = \int_0^{l_j} k_0 \Delta n(r_{j-1}, s_j, \theta_j) ds_j \tag{2.7}$$

où la modulation de l'indice de réfraction Δn s'exprime selon

$$\Delta n(r_{j-1}, s_j, \theta_j) = n_0 \eta k_{US} A sin(k_a \cdot r_{j_1} + k_a s_j cos(\theta_j) - \omega_{US} t), \tag{2.8}$$

où η est un coefficient lié au coefficient adiabatique piezooptique ${}^{\delta n}/_{\delta p}$ du matériau, à sa densité ρ et à la vitesse de l'onde acoustique c_{US} selon $\eta = {}^{\delta n}/_{\delta p} \rho c_{US}^2$.

Ici la modulation de l'indice est cumulée sur tout le libre parcours de diffusion. La modulation acousto-optique correspondante dépend donc de la grandeur caractéristique $k_{US} l_s$. Nous pouvons de nouveau remarquer que l'amplitude du déphasage est linéaire au champ de déplacement acoustique et donc à la pression ultrasonore. Enfin, notons que les contributions provenant de la modulation de l'indice de réfraction sur deux libres parcours de diffusion du même chemin optique peuvent être couplées.

La fonction d'autocorrélation du champ diffusé En considérant ces deux effets de modulations, le calcul de la fonction d'autocorrélation du champ amène [28]

$$G_1(\tau) = \int_0^{\infty} p(s) exp(-\frac{2s}{l}(\delta_d + \delta_n)(n_0 k_0 A)^2 [1 - cos(\omega_{US}\tau)]) ds \tag{2.9}$$

où δ_d et δ_n correspondent respectivement à la composante de la vibration des diffuseurs et de la modulation de l'indice de réfraction. Notons que δ_d est une constante, au contraire de δ_n qui est fonction de la grandeur caractéristique $k_{US} l_s$ et du coefficient η.

La fonction d'autocorrélation $G_1(\tau)$ ne peut être explicitée de manière analytique pour une géométrie quelconque. Cependant, pour quelques configurations simples, dont la transmission dans un milieu diffusant à faces parallèles, la probabilité de densité de photons $p(s)$ est donnée analytiquement par la théorie de la diffusion [30]. Je n'expliciterai pas ici cette fonction qui alourdirait le propos.

Les caractéristiques de la modulation acousto-optique A partir de la fonction d'autocorrélation $G_1(\tau)$ écrite ainsi, nous pouvons déjà dégager quelques caractéristiques de la modulation.

– Le terme $[1 - cos(\omega_{US}\tau)]$ traduit la modulation à la fréquence ultrasonore ω_{US}.

– En regard du terme $(\delta_n + \delta_d)$, la grandeur $k_{US}l_s$ caractérise le régime de modulation acousto-optique, à savoir si la modulation est dominée par la contribution de la vibration des diffuseurs ou au contraire par la modulation de l'indice. Le changement de régime dépend de la nature de l'échantillon. Pour une solution aqueuse, le changement s'effectue pour $k_{US}l_s \simeq 1$ [28]. En dessous, les deux contributions sont équivalentes. Au dessus le régime de la modulation de l'indice prédomine. Cet effet peut s'expliquer par l'augmentation du chemin optique entre deux diffusions, sur lequel s'intègre la contribution due à la modulation de l'indice.

Pour continuer la caractérisation de la modulation acousto-optique, je préfère m'appuyer sur la formulation adoptée par Kempe et al. [27]. Leur modélisation est légèrement différente à la modélisation ici exposée. Cette différence vient principalement du fait qu'ils ont considéré un champ de déplacement acoustique $\mathbf{A}(\mathbf{r})$ non uniforme dans le milieu diffusant, et que par conséquent la modulation ne s'accumule pas uniformément sur tout le trajet optique. En ne tenant pas compte du terme de décorrélation de type mouvement brownien, ils ont formulé la fonction d'autocorrélation de manière simplifiée selon

$$G_1(\mathbf{r},\tau) \propto -\frac{k^2}{l^3}\int d\mathbf{r}'' I(\mathbf{r}'')P(\mathbf{r},\mathbf{r}'')A^2(\mathbf{r}'')[1-cos(\omega_{US}\tau)] \tag{2.10}$$

où $P(\mathbf{r},\mathbf{r}'')$ est la probabilité qu'un trajet optique passant au point $\mathbf{r}''$ de l'échantillon ressorte au point $\mathbf{r}$ de la surface de sortie, et où $I(\mathbf{r}'')$ est l'intensité lumineuse au point $\mathbf{r}''$.

Cette autre formulation souligne trois autres caractéristiques.

– Par le terme $I(\mathbf{r}'')$, la modulation acousto-optique dépend du flux lumineux local dans l'échantillon diffusant.
– Par le terme $A^2(\mathbf{r}'')$, la modulation acousto-optique dépend de l'intensité acoustique locale.
– Par l'intégration $\int d\mathbf{r}''$, la modulation acousto-optique est intégrée sur toute la colonne acoustique.

Une synthèse sur la modélisation de la modulation acousto-optique en milieu diffusant Ces premières modélisations ont permis de décrire convenablement les deux effets cohérents à l'origine de l'interaction acousto-optique en milieu diffusant. Elles ont permis notamment de montrer que ces deux effets sont de même importance pour $k_{US}l_s \lesssim 1$, pour une solution aqueuse. Cette interaction se traduit par une modulation à la fréquence ultrasonore ω_{US} et à ses harmoniques $n\omega_{US}$. Elle s'intègre sur toute la colonne acoustique et est proportionnelle aux densités locales des flux acoustique et optique.

Cette dernière propriété est pour nous fondamentale, car elle est à la base de l'intérêt porté à l'imagerie acousto-optique. En nous informant sur la densité locale de photons, la modulation acousto-optique nous permet en effet de remonter à l'absorption optique locale du milieu diffusant, ce qui justifie

l'utilisation de cette technique pour l'imagerie optique d'échantillons diffusants épais.

Cependant, ce modèle ne considère aucune anisotropie de diffusion, très forte dans les milieux biologiques. De plus, sa forme analytique n'est valable que pour des configurations géométriques simples, comme un échantillon à faces parallèles. Par ailleurs, il ne décrit pas d'excitations acoustiques focalisées ou impulsionnelles. Enfin, il est mal adapté à la description de milieux plus hétérogènes. D'autres études ont ainsi été menées pour compléter et préciser ces premières modélisations.

2.1.2 La poursuite des études théoriques

Un modèle Monte-Carlo a été développé en 2001 par L.Wang [31] pour effectuer des simulations numériques. Cet outil lui a d'abord permis de s'intéresser à l'anisotropie de diffusion g [31]. Il a montré une relation de similitude : la modélisation existante reste valable en suivant la transformation

$$l \rightarrow l^* = {}^{l}/_{(1-g)}, \tag{2.11}$$

ou de manière équivalente

$$\mu_s \rightarrow \mu_s' = \mu_s(1-g). \tag{2.12}$$

Cette diffusion anisotrope a également été introduite de manière analytique en 2002 par Sakadzic et al. [32], et la même relation de similitude a été démontrée. L'utilisation du modèle Monte-Carlo a ensuite en 2004 permis à Yao et al. [33] de simuler la modulation acousto-optique dans un milieu diffusant hétérogène présentant une ou deux inclusions absorbantes. Ces simulations ont confirmé les contrastes d'absorption permis par l'imagerie acousto-optique. Sakadzic et al. [29] ont ensuite complété la modélisation analytique de la modulation acousto-optique induite par la propagation d'une impulsion ultrasonore. Dès 2006, Sakadzic et al. ont développé une autre approche de modélisation. La modélisation jusque-là existante et ici exposée ne s'exprime analytiquement que pour des configurations pour lesquelles sont connues les fonctions de distribution des chemins $p(s)$; de plus elle prend mal en considération des hétérogénéités de diffusion ou d'absorption dans le milieu diffusant. Ils ont développé une théorie de transfert de corrélation temporelle et de diffusion de corrélation temporelle qui permet de considérer un champ ultrasonore spatialement non uniforme, comme un faisceau acoustique focalisé [34]. Cette approche a par la suite été généralisée à la propagation d'une impulsion acoustique [35].

2.1.3 Les caractérisations expérimentales de la modulation acousto-optique en milieu diffusant

Les premières caractérisations expérimentales de la modulation acousto-optique en milieu diffusant ont été effectuées en parallèle des premières modélisations, et sont donc présentées dans les premiers articles dédiés [36, 27].

La modulation temporelle La première acquisition temporelle de la fonction d'autocorrélation du champ diffusé $G_1(\tau)$ a été rapportée en 1995 par Leutz et al. [36] qui ont utilisé un photomultiplicateur connecté à un corrélateur. L'enregistrement temporel fait apparaître très nettement une modulation périodique à la fréquence fondamentale acoustique ω_{US}, et est parfaitement ajusté par la fonction d'autocorrélation $G_1(\tau)$ modélisée dans le même article. De plus, la mise en parallèle de deux enregistrements effectués pour des pressions acoustiques différentes montre que l'amplitude de la modulation augmente avec la pression.

La génération de bandes spectrales L'utilisation d'un Fabry-Perot a également permis à Leutz et al.[36] de rapporter les spectres d'intensité de la lumière diffusée pour différentes pressions acoustiques. L'augmentation de la pression acoustique fait apparaître progressivement quatre bandes spectrales à $\pm\omega_{US}$ et $\pm 2\omega_{US}$.

La dépendance à l'intensité acoustique Leutz et al. [36] ont finalement montré l'évolution quadratique de la modulation acousto-optique en fonction de la pression acoustique. Cette évolution a été confirmée par les expériences menées par Kempe et al. [27].

2.2 Les techniques d'imagerie acousto-optique de milieux diffusants épais

Les différentes techniques d'imagerie acousto-optique se caractérisent par la détection de la modulation acousto-optique. Nous pouvons différencier les techniques utilisant un simple monodétecteur, les techniques basées sur une caméra, multiplexée, et enfin les techniques basées sur un cristal photoréfractif. Cette sous-section propose une brève présentation de ces différentes techniques.

2.2.1 Les techniques à base d'un capteur mono-élément

Les détections cohérentes

Les premières détections proposées se sont basées sur un détecteur mono-élément, comme un photomultiplicateur [36, 37] ou une photodiode [27], placé directement en sortie de l'échantillon diffusant. Leur grande bande passante permet d'acquérir directement la modulation acousto-optique dans le domaine temporel. En 1997, Wang et al. [38] ont ainsi pu imager à la longueur d'onde $\lambda = 632.8nm$ un échantillon diffusant de coefficient de diffusion $\mu_s' = 6.2cm^{-1}$ sur une épaisseur de 5cm avec une résolution transverse égale à 2mm.

La limitation de cette technique est son étendue optique. Le champ diffusé en sortie de l'échantillon donne des tavelures interférentielles qui réduit la cohérence spatiale à un grain de speckle. Même si les mono-détecteurs utilisés

intègrent un grand nombre N de grains de speckle sur leur surface, le rapport signal-bruit obtenu est identique à un capteur n'intégrant qu'un seul grain de speckle. En effet, en ne considérant aucune corrélation entre les chemins optiques et en notant $\langle m \rangle$ la profondeur de modulation moyenne sur un grain de speckle, la modulation intégrée sur la surface du monocapteur est typiquement $\sqrt{N} \times \langle m \rangle$. Mais le bruit de photons intégré sur la surface du détecteur a également augmenté du même facteur $\sqrt{N}$. Ainsi, pour une détection limitée par le bruit de photons, la surface du mono-élément n'importe pas. L'étendue optique est ainsi limitée par l'aire de surface cohérente, soit un grain de speckle.

Les détections incohérentes

Une détection incohérente de la modulation acousto-optique n'est pas en soi évidente. En effet, l'interaction acousto-optique est essentiellement cohérente et le flux optique transmis est conservé. Cependant, l'interaction acousto-optique implique une nouvelle distribution énergétique dans le domaine spectral, en créant dans cet espace des bandes latérales séparées de la pulsation ultrasonore ω_{US}. Une approche possible est donc d'utiliser un filtre fréquentiel sélectif afin de ne conserver que l'énergie d'une bande latérale, ou du moins de réussir à la différencier afin de l'extraire. Ce filtre doit présenter une finesse de l'ordre du MHz dans le domaine fréquentiel, soit typiquement $10^{-6}nm$ en longueur d'onde. Un monocapteur de grande surface peut ensuite collecter le flux correspondant.

Une telle filtrage est possible en utilisant le phénomène de *spectral hole-burning*. Ce dernier existe dans un certain nombre de cristaux, généralement portés à très basse température, qui doivent présenter une raie d'absorption de nature inhomogène, avec des composantes homogènes suffisamment étroites. Ce phénomène consiste en un "blanchiment" de quelques raies homogènes de transition en utilisant un faisceau laser de faible largeur de bande, ce qui est rendu possible par des processus de saturation de la transition optique, ou de la présence d'un état intermédiaire avec une grande durée de vie, appelé réservoir. Il en résulte une transparence du milieu à la fréquence du laser pompe.

Du point de vue de l'imagerie acousto-optique, l'utilisation d'un faisceau pompe de pulsation calée sur une bande spectrale latérale induite par la modulation acousto-optique "brûle" un trou qui implique une transparence du cristal à cette fréquence et uniquement à cette fréquence - à la largeur de bande près. En 2008, Li et al. [39, 40] ont ainsi appliqué cette technique à l'imagerie acousto-optique en utilisant un cristal de $Tm^{3+} : YAG$ à $T = 4K$. Ce cristal possède une raie spectrale à $793nm$ présentant une largeur spectrale de l'ordre de $30GHz$, dans lequel peuvent être brûlés des trous de l'ordre de quelques $100kHz$. Ils ont ainsi pu obtenir un rapport d'absorption de $18dB$ entre deux bandes spectrales.

2.2.2 Les techniques à base de capteur multiplexé, de type CCD

En vue d'augmenter l'étendue optique de détection, l'utilisation d'une détection multiplexée permet de découpler les zones de cohérences en imageant chaque grain de speckle sur un pixel différent.

La détection synchrone multiplexée

En 1999, Leveque et al. [41] ont proposé une technique de détection synchrone multiplexée. Cette technique permet d'effectuer une détection synchrone sur chaque pixel d'une caméra CCD [42]. Pour ce faire, cette technique s'appuie sur une synchronisation de déclenchement de la source lumineuse et de la caméra sur les quatre états de phase en quadrature de l'excitation ultrasonore. La combinaison de ces quatre images successives permet ensuite de calculer l'amplitude de la modulation acousto-optique. Par cette technique, Leveque et al. [41] ont imagé une inclusion de 3mm de diamètre au sein d'une escalope de dinde de 35mm d'épaisseur. Par la suite Yao et al. [43] ont résolu dans une escalope de poulet deux inclusions absorbantes de 3mm de diamètre espacées de 10mm.

Le principal avantage de la méthode concerne l'étendue optique qui est N fois supérieure à l'étendue avec un monodétecteur, où N est le nombre de pixels de la caméra. Ses principales limitations sont tout de même cette étendue optique, mais aussi la bande passante, la sensibilité et le bruit, et ce pour les raisons suivantes :

- L'étendue optique correspond certes aux N pixels de la caméra, mais reste très inférieure à l'étendue optique associée à la source de photons marqués,
- La bande passante est égale au quart de la bande passante de la caméra, car pour être effective le signal doit rester cohérent sur le temps d'acquisition de quatre images successives,
- La sensibilité correspond à celle d'une détection hétérodyne entre le signal des photons marqués et un oscillateur local correspondant à la porteuse des photons non marqués. Ce signal est de puissance trop faible pour que la détection hétérodyne soit optimale.

La mesure du contraste du speckle

En 2002, Li et al. [44] ont pour leur part proposé une mesure du contraste du speckle. En effet, le signal acousto-optique consiste en une faible modulation temporelle au niveau de chaque grain de speckle. Pour un temps d'acquisition supérieur à la période acoustique, la modulation acousto-optique diminue donc légèrement le contraste du speckle. La mesure de ce contraste mesure par ce biais la profondeur de modulation acousto-optique. Une description théorique de cette mesure a été proposée en 2006 par Zemp et al. [45].

L'holographie numérique hétérodyne hors-axe

En 2003, Gross et al. [46] ont proposé une technique d'holographie numérique hors-axe basée sur un montage interférentiel hétérodyne. L'utilisation d'un bras référent hétérodyne permet de figer l'interférogramme relatif à la modulation acousto-optique. De plus, il permet l'amplification du signal utile. Enfin, la configuration hors-axe permet de filtrer dans l'espace de Fourier les bruits basse fréquence expérimentaux. Elle permet également d'atteindre la limite théorique du bruit de photons de l'onde de référence, qui correspond sur la voie signal à un bruit équivalent à 1 photo-électron par pixel pendant le temps d'acquisition [47, 48].

Les principaux avantages de la technique sont

- la sélectivité : les photons non marqués ne sont pas vus et ne contribuent même pas au bruit,
- l'absence de bruit technique qui implique le bruit optimal est facilement atteint.

Les principales limitations sont

- l'étendue optique, qui correspond à un nombre de grains de speckle égal au nombre N de pixels de la caméra. Ce nombre reste très inférieur à l'étendue optique associée à la source de photons marqués,
- la bande passante de détection qui correspond à la durée de la mesure. Cette bande passante est typiquement égale à la fréquence caméra. Il est certes possible d'augmenter la bande passante en réduisant la durée d'exposition de chaque image, mais dans ce cas le rapport signal à bruit reste inchangé [49].

2.3 Une synthèse sur l'imagerie acousto-optique

L'imagerie acousto-optique se base sur l'interaction entre la lumière diffusée et une onde acoustique focalisée. La physique de cette interaction acousto-optique repose principalement sur deux phénomènes : la mise en vibration des éléments diffuseurs et la modulation spatiale de l'indice de réfraction du milieu.

Cette interaction acousto-optique engendre une modulation acousto-optique, à savoir une modulation temporelle de la phase du champ speckle à la fréquence porteuse ultrasonore ω_{US}. Dans le domaine spectral, cette modulation se traduit par la génération de bandes latérales espacées de la fréquence ultrasonore ω_{US}. Cette modulation est fonction du flux acoustique et du flux lumineux local. Notons que cette dépendance à la densité locale de photons est pour nous fondamentale parce qu'elle permet une imagerie de l'absorption optique locale du milieu diffusant.

La propagation balistique de l'onde ultrasonore focalisée localise les lieux d'interaction acousto-optique. La collection du signal acousto-optique selon différentes positions du faisceau ultrasonore permet ainsi de sonder le milieu diffusant. La résolution transverse de cette imagerie est égale à l'étendue transverse du faisceau ultrasonore, qui peut être millimétrique au foyer de ce dernier.

Notons cependant que l'interaction acousto-optique s'effectue sur toute la colonne ultrasonore, et que par conséquent l'imagerie n'est pas résolue selon cette dimension axiale.

Plusieurs techniques de détection du signal acousto-optique ont déjà été développées. Exceptée la technique de hole-burning, toutes ces techniques sont de nature cohérentes. Celles à base de monocapteur présentent pour principale limitation leur étendue optique, qui se trouve limitée à celle d'un seul grain de speckle. Les techniques à base de capteur multiplexé, de type caméra, permettent d'accroître significativement cette étendue optique - même si elle reste tout de même limitée - mais souffrent de leur bande passante incompatible avec la décorrélation de tissus biologiques épais.

La technique de détection que nous utilisons tente de combiner à la fois une bonne étendue optique et une bande passante suffisante pour une application biomédicale. Cette technique repose sur une holographie dynamique hétérodyne basée sur un cristal photoréfractif. La présentation de cette technique de détection est l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 3

L'imagerie acousto-optique par holographie photoréfractive

Les techniques de détection d'imagerie acousto-optique présentées au chapitre 2 présentent certaines limitations. Les techniques à base de monocapteur sont limitées par leur faible étendue optique, alors que les techniques multiplexées sont limitées par leur bande passante mais également cette même étendue optique, même à moindre mesure.

La technique par holographie photoréfractive tente de lever ces deux limitations en combinant une bonne étendue optique à une bande passante compatible avec la décorrélation des milieux biologiques épais, à savoir de l'ordre du kHz. Cette technique se base sur un cristal présentant un effet photoréfractif, dont une description est proposée à la section 3.2. L'utilisation de cristal permet une holographie auto-développante avec un temps de réponse τ_{PR}, autrement dit une holographie dynamique.

Dans ce chapitre, nous allons aborder à part entière cette technique d'imagerie acousto-optique par détection holographique photoréfractive, illustrée sur la figure 3.1. Pour ce faire, une présentation très succinte de son principe est tout d'abord proposée. La deuxième section propose ensuite une approche de l'effet photoréfractif et de la configuration de mélange à deux ondes utilisée dans notre expérimentation. Le principe de l'expérimentation est dans sa globalité exposé dans la troisième section. La quatrième section présente des vérifications expérimentales du bon comportement de notre expérimentation, à savoir la dépendance du signal acousto-optique au flux lumineux d'injection et au flux acoustique émis. La cinquième et dernière section présente enfin des profils expérimentaux d'imagerie obtenue par cette technique, prenant pour échantillon des milieux diffusants avec ou sans inclusion absorbante.

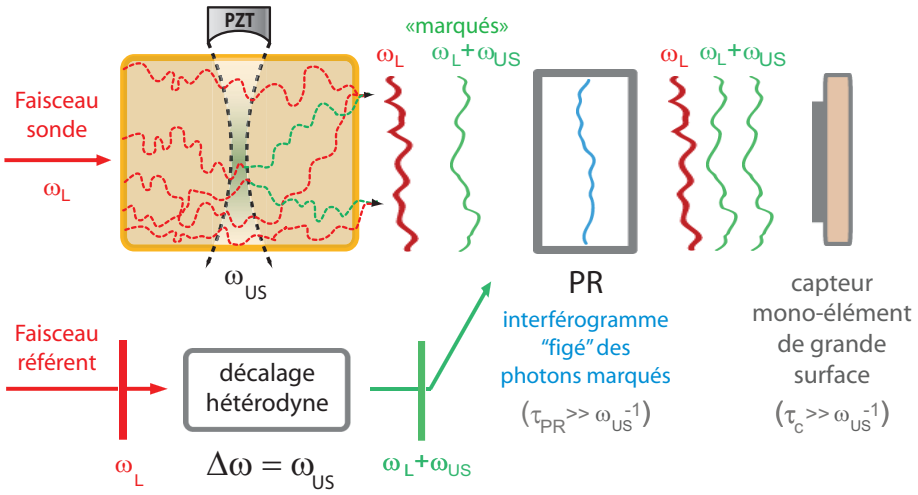


FIGURE 3.1: Principe de l'imagerie acousto-optique par holographie photoréfractive hétérodyne. Un faisceau référent hétérodyne « fige »l'interférogramme des photons marqués par l'interaction acousto-optique au sein du cristal du photoréfractif, puis se diffracte selon un front d'onde qui lui est adapté. Un monocapteur de grande surface permet ainsi de collecter en flux l'information spectrale de la modulation acousto-optique en sortie du cristal.

3.1 Le principe de la détection

L'idée directrice de notre mesure est de faire interférer sur un monocapteur un signal de front d'onde chahuté - lié au *speckle* - avec un champ référence dont le front d'onde lui est adapté, autrement dit de faire interférer des champs spatialement cohérents. Cela suppose de créer une réplique spatiale d'un champ complexe donné, ce qui peut être obtenu en inscrivant un hologramme dans un milieu photosensible. Pour ce faire, des milieux de type milieux à gain [50] ou des valves optiques [51] pourraient convenir, mais nous avons retenu l'utilisation d'un cristal photoréfractif comme première approche, notamment et simplement du fait de l'instrumentation à disposition.

La détection par holographie photoréfractive que nous utilisons s'appuie sur un bras interférentiel hétérodyne qui vient interférer au sein d'un cristal photoréfractif avec les fronts d'ondes diffusés de l'échantillon. Le décalage fréquentiel de ce bras hétérodyne permet de ne sélectionner qu'une information spectrale donnée en « figeant »l'interférogramme correspondant en regard du temps de réponse photoréfractif τ_{PR}. Cette configuration permet ainsi de n'holographier qu'une information spectrale donnée, à la bande passante $1/\tau_{PR}$ près, , comme illustré sur la figure 3.2.

En décalant le bras hétérodyne de la pulsation acoustique ω_{US}, l'holographie photoréfractive ne s'opère ainsi que sur le front d'onde correspondant à la première harmonique de la modulation acousto-optique. Cette adaptation sélective de front d'onde permet ainsi de récupérer sous forme de flux cette information spectrale par simple utilisation d'un monocapteur de grande surface

en sortie du cristal.

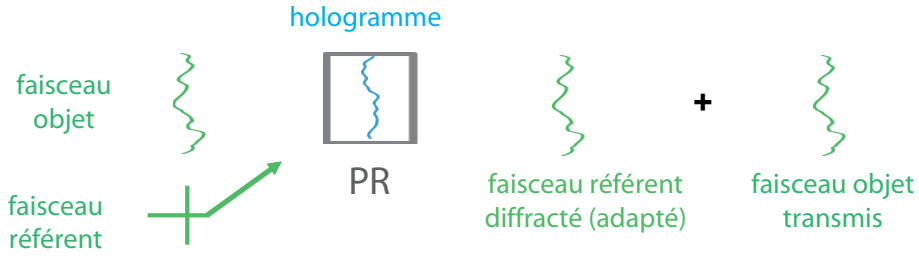


FIGURE 3.2: Principe de l'interférométrie hétérodyne adaptative de front d'onde. Un faisceau hétérodyne référent « fige »l'interférogramme du faisceau objet de même pulsation optique, inscrivant un hologramme dans le cristal selon un temps de réponse τ_{PR}. Le faisceau référent se diffracte sur l'hologramme, générant un faisceau de front d'onde adapté au faisceau signal objet.

3.2 L'effet photoréfractif

Bien que nous nous positionnions comme utilisateurs de ce phénomène physique, un bref rappel du principe de l'effet photoréfractif est important. Pour ce faire, cette section propose dans un premier temps une approche de l'effet photoréfractif dans laquelle seront précisées les propriétés et les contraintes impliquées. Dans un second temps, sera présenté la configuration expérimentale finalement retenu pour notre imagerie, à savoir le mélange à deux ondes en configuration de diffraction anisotrope. Tout lecteur désirant obtenir plus de détails sur la physique de l'effet photoréfractif peut se référer à des ouvrages dédiés, comme ceux de P.Yeh [52] et [53] mais aussi aux recueils récents édités par J.P. Huignard et P. Günter [54, 55, 56].

3.2.1 Une présentation de l'effet photoréfractif

L'effet photoréfractif a été découvert dès 1966 au Bell labs [57] avec des cristaux non linéaires. Il a alors été montré qu'un front d'onde lumineux peut s'y déformer considérablement au cours de sa propagation. Ce phénomène, baptisé *beam fanning* ou *déploiement optique* en français, a été considéré comme un dommage optique avant de trouver des applications dans le domaine de l'holographie, dynamique et statique. De manière générale, un milieu photoréfractif doit présenter deux caractéristiques, à savoir être photoconducteur et électro-optique.

Les différentes classes de cristaux photoréfractifs

Un certain nombre de classes de matériaux photoréfractifs existent, présentant chacune une gamme spectrale de photosensibilité. Cette dernière est généralement assez large et dépend des impurétés absorbantes qui y sont présentes. Les grandes classes de matériaux sont les ferroélectriques ($LiNbO_3$, $BaTiO_3$,

$Sr_xB_{1-x}Nb_2O_6$, $Sn_2P_2S_6$, ...), les sillénites ($Bi_{12}MO_{20}$, $M = Ge, Si, Ti$), les semi-conducteurs massifs ($AsGa$, $CdTe$, InP) ou à base de puits quantiques, et les polymères.

Le choix du cristal Les caractéristiques importantes pour le choix d'un cristal photoréfractif sont principalement sa plage spectrale, son efficacité et son temps de réponse.

Notre expérimentation nécessite un cristal dont la plage spectrale est incluse dans la fenêtre thérapeutique optique, autrement dit entre $700nm$ et $1100nm$. Dans l'optique d'imager des milieux biologiques épais, ce cristal doit de plus présenter un temps de réponse compatible avec la décorrélation biologique, soit de l'ordre de la milliseconde, tout en présentant un gain photoréfractif et une taille caractéristique non négligeables. Enfin, d'un point de vue pratique, ce cristal doit opérer à des longueurs d'onde de fonctionnement de sources laser conventionnelles.

En tenant compte de ces contraintes, le choix d'un cristal massif d'AsGa a été retenu avec une longueur d'onde optique de travail correspondante $\lambda = 1064nm$.

Une introduction à l'effet photoréfractif

Comme introduit précédemment, l'effet photoréfractif requiert un matériau photoconducteur et électro-optique. Pour faciliter la description de l'effet, je me réfère à l'illustration rapportée sur la figure 3.3.

Un matériau photoconducteur Les matériaux photoréfractifs sont dopés ou présentent des défaut natifs avec des éléments stables sous au moins deux états de valence, qui sont susceptibles de donner des niveaux d'énergie localisés dans la bande interdite du matériau. Le processus nécessite également des pièges, profonds ou non, qui assurent la neutralité électrique du cristal. Un photon d'énergie adaptée permet une photoionisation de l'espèce, permettant de libérer des porteurs de charges, électrons et/ou trous, dans les bandes de conduction et/ou de valence du cristal. Ces charges sont alors suceptibles de se déplacer par diffusion et de se recombiner sur les pièges.

Un matériau électro-optique En considérant un milieu éclairé de manière inhomogène, comme un interférogramme, les charges libres vont préférentiellement se piéger dans les zones sombres. Les espèces ionisées restent quant à elles fixes dans la maille cristalline. Il s'en suit une distribution inhomogène des charges, créant un champ local appelé champ de charge d'espace $\mathbf{E}^{sc}$. Ce champ local $\mathbf{E}^{sc}$ et le caractère électro-optique du milieu impliquent une variation locale de l'indice de réfraction. Cette modification locale constitue au global une image dans le cristal de la figure d'illumination.

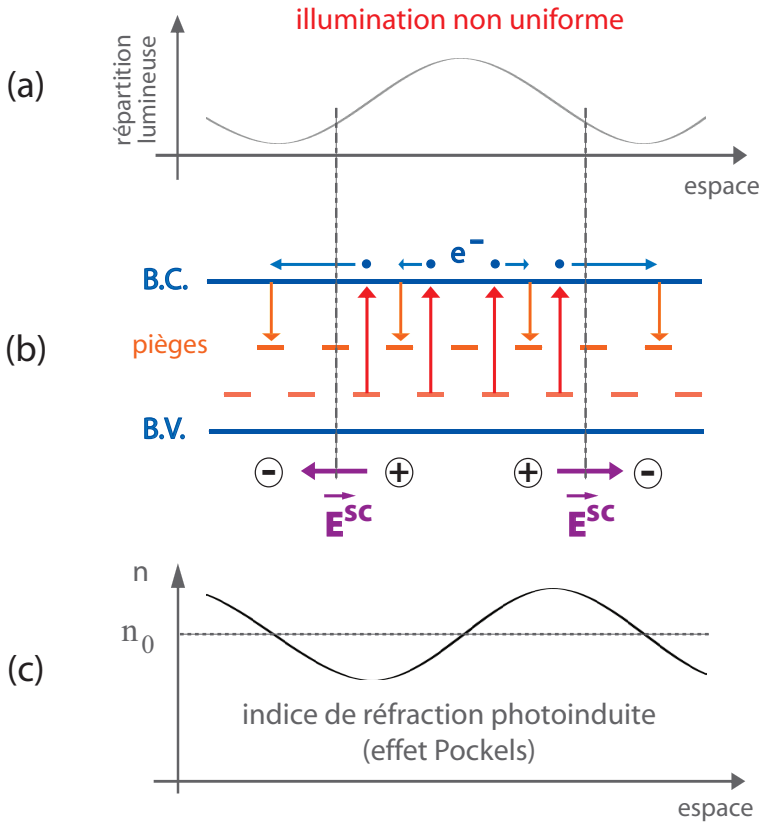


FIGURE 3.3: Principe de l'effet photoréfractif. Sous une illumination lumineuse non uniforme (a) le mécanisme de photoconduction (b) génère un champ local d'espace $\mathbf{E}^{sc}$ qui par effet Pockels engendre une modulation de l'indice de réfraction (c)

Le centre profond généralement considéré pour rendre compte de l'effet photoréfractif de l'AsGa dans le proche infrarouge est un défaut natif dénommé $EL2$ [58], existant sous la forme neutre $EL2^0$ et sous la forme ionisée $EL2^+$. La photoconduction s'y produit essentiellement par électrons à $1064nm$ [59].

3.2.2 L'utilisation du modèle de transport de bande

Pour rendre compte des mécanismes microscopiques de transfert de charges dans ces milieux, le formalisme généralement retenu est le modèle de transport de bande, initié par N. Kukhtarev [60, 61], qui repose sur la physique des semiconducteurs. Nous allons exposer ici les paramètres importants, en nous intéressant notamment au cas de l'AsGa.

L'hypothèse de faible contraste

En l'absence d'absorption, l'illumination I du milieu s'exprime selon

$$I = I_0(1 + \Re(me^{i\mathbf{k}.\mathbf{r}})) \tag{3.1}$$

où I_0 représente l'éclairement lumineux moyen, m le contraste de l'interférogramme, et $\mathbf{k}$ le vecteur d'onde du réseau d'interférences, lié à son pas $\Lambda = \frac{2\pi}{|\mathbf{k}|}$. Nous considérons ici une interférence de deux faisceaux de rapport d'amplitude très important, ce qui correspond typiquement à notre situation expérimentale. Le constraste est alors faible et le modèle de transport de bande peut être linéarisé. Cette linéarisation implique que le champ de charge d'espace $\mathbf{E}^{sc}$ ne présente que la fréquence spatiale fondamentale $1/\Lambda$.

Les paramètres importants

La dynamique du champ de charge d'espace $\mathbf{E}^{sc}$ peut être caractérisée par son amplitude ainsi que par son temps d'établissement τ_{PR}. Pour décrire ces deux grandeurs, un certain nombre de paramètres entrent en jeu, comme la densité effective de pièges N_{eff}, les coefficients d'absorption $\alpha_{n,p}$, les coefficients d'émission thermique $\beta_{n,p}$ et le facteur de compétition électron-trou ξ_0. Nous allons dans un premier temps rapidement les passer en revue. De manière générale, la notation $X_{n,p}$ correspond respectivement aux porteurs de charge électrons (n) et trous (p).

- La densité effective de pièges N_{eff} est définie selon

$$N_{eff} = \frac{[EL2^{+}].[EL2^{0}]}{[EL2^{+}] + [EL2^{0}]} \tag{3.2}$$

  Cette grandeur conditionne la longueur d'écran de Debye l_D et le vecteur d'onde associé k_D, défini selon

$$k_D = \frac{2\pi}{l_D} = \frac{e^2}{\varepsilon k_B T} N_{eff}, \tag{3.3}$$

  Nous verrons que ce vecteur d'onde optimise le champ de charge d'espace $\mathbf{E}^{sc}$.
- Le coefficient d'absorption $\alpha_{n,p}$ témoigne de l'efficacité du mécanisme de photo-excitation. Il dépend des sections efficaces de photoionisation S_n, p et de la concentration de l'espèce considérée. Dans le cas de l'AsGa, nous avons

$$\alpha_{n,p} = S_{n,p}[EL2^{0,+}]. \tag{3.4}$$

  En considérant des sections efficaces de photoionisation $S_{n,p} \simeq 10^{-17} - 10^{-16} cm^2$ et avec des concentrations typiques $[EL2^{0,+}] \simeq 10^{16} cm^{-3}$, nous obtenons des coefficients d'absorption $\alpha_{n,p} \simeq 1 cm^{-1}$. Ceci est confirmé par le spectre d'absorption à température ambiante d'un de nos cristaux de l'AsGa rapporté sur la figure 3.4.
- Les coefficients d'émission thermique $\beta_{n,p}$ limitent la capacité de stockage de charges du piège.
- Le paramètre $A_{n,p}$, défini selon

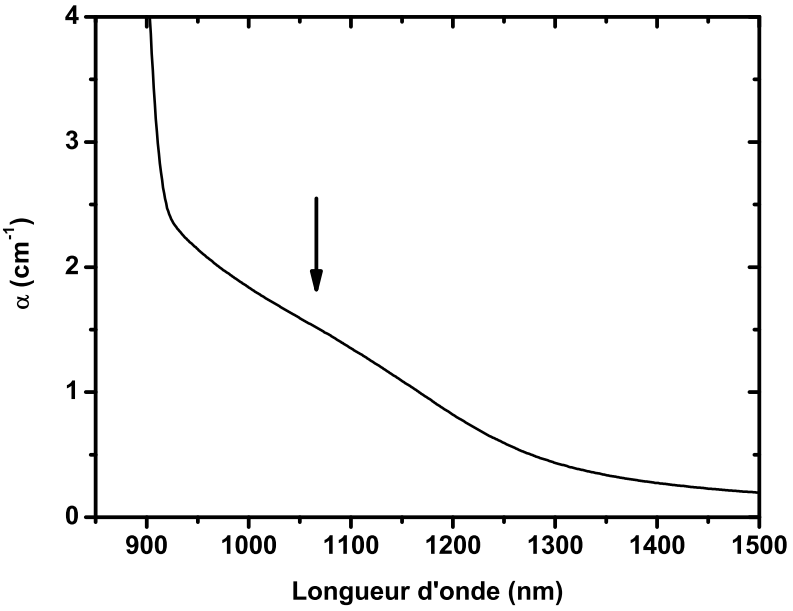


FIGURE 3.4: Spectre d'absorption dans le proche infrarouge du cristal d'AsGa utilisé dans notre expérimentation.

$$A_{n,p} = \frac{\beta_{n,p} + S_{n,p} I_0}{S_{n,p} I_0} \tag{3.5}$$

quantifie l'influence de la photoconductivité par rapport à l'excitation thermique. En régime de fort flux ($S_{n,p} I_0 >> \beta_{n,p}$), ce paramètre vaut $A_{n,p} \simeq 1$, et le champ de charge d'espace $\mathbf{E}^{sc}$ est indépendant du flux lumineux. Nous obtenons alors une saturation de l'efficacité photoréfractive.

– Le facteur de compétition électron-trou ξ_0 est défini selon

$$\xi_0 = \frac{\alpha_n - \alpha_p}{A_n \alpha_n + A_p \alpha_p}. \tag{3.6}$$

Ce paramètre est faible lorsque la photo-excitation engendre à la fois des électrons (n) et des trous (p). Dans le cas de l'AsGa à $1064nm$, ce facteur est voisin de 1.

Le champ de charge d'espace $\mathbf{E}^{sc}$ et son temps de réponse τ_{PR}

Munis de ces paramètres, le champ de charge d'espace $\mathbf{E}^{sc}$ s'exprime selon

$$\mathbf{E}^{sc} = -i \frac{k_B T}{e} \xi_0 \frac{\mathbf{k}}{1 + \frac{\mathbf{k}^2}{\mathbf{k}_D^2}} \tag{3.7}$$

et son temps d'établissement τ_{PR} selon

$$\tau_{PR} = \frac{\varepsilon k_B T}{e^2} \frac{1}{(A_n \alpha_n + A_p \alpha_p) I_0} \frac{\mathbf{k}^2}{1 + \frac{\mathbf{k}^2}{\mathbf{k}_D^2}} \tag{3.8}$$

Notons un point important sur cette dernière expression. Le temps de réponse τ_{PR} est inversement proportionnel à l'éclairement du milieu I_0. Typiquement, pour obtenir des temps de réponses de l'ordre de la milliseconde avec l'AsGa, un éclairement de l'ordre de quelques W/cm^2 est nécessaire. Notons également que le temps de réponse τ_{PR} varie selon le pas du réseau $\mathbf{k}$. Comme nous le verrons par la suite, notre marge de manoeuvre expérimentale sur ce paramètre est limitée du fait de l'épaisseur du cristal et des problèmes de flux parasite parvenant sur le photodétecteur.

La modulation d'indice photo-induite

Le champ de charge d'espace $\mathbf{E}^{sc}$ établi implique une variation locale de l'indice de réfraction par effet électro-optique, lié au tenseur électro-optique $[r_{ijk}]$ du milieu. Les deux faisceaux qui se propagent dans le milieu engendrent ainsi un réseau d'indice, qui constitue un hologramme dynamique sur lequel ils vont se diffracter, et par ce biais transférer leur énergie l'un sur l'autre.

La modélisation de ce transfert s'obtient par la théorie des modes couplés initiée par H. Kogelnik [62]. L'importance de la diffraction dépend du caractère électro-optique du cristal, où interviennent les amplitudes des termes tensoriels $[r_{ijk}]$, et de la symétrie de la configuration expérimentale, qui conditionne le champ de chage d'espace $\mathbf{E}^{sc}$. Pour quantifier cela, est utilisé un coefficient électro-optique effectif r_{eff}, qui en pratique peut être positif ou négatif.

Le gain photoréfractif γ

Considérons les vecteurs de polarisations unitaires $\mathbf{e}_{s,p}$ respectivement du champs signal (s) et du champ pompe (p). Notons θ l'angle entre ces faisceaux dans le cristal.

Le gain photoréfractif, exprimé en cm^{-1}, s'écrit alors

$$\gamma = \frac{\pi n_0^3 r_{eff}}{i \lambda cos\theta} (\mathbf{e}_s . \mathbf{e}_p^*) \cdot \mathbf{E}^{sc}. \tag{3.9}$$

Les figures 3.5 et 3.6 rapportent le gain photoréactif d'un de nos cristaux de AsGa en fonction de l'éclairement moyen dans le cristal. Par rapport à la figure 3.5, la figure 3.6 est obtenue par simple rotation du cristal de 180° pour rapport à son axe vertical.

Nous y voyons clairement l'effet de saturation de l'effet photoréfractif, présentant ici un gain de saturation

$$\mid \gamma_{sat} \mid \simeq 0.28 cm^{-1}, \tag{3.10}$$

et un courant d'obscurité

$$I_d \simeq 10 mW/cm^2. \tag{3.11}$$

L'inversion du signe du gain entre ces deux mesures met également en évidence la symétrie du tenseur électro-optique $[r_{ijk}]$. La similitude de l'amplitude de ces deux courbes, au signe près, montre également le caractère ici négligeable des réseaux d'absorption photoinduits.

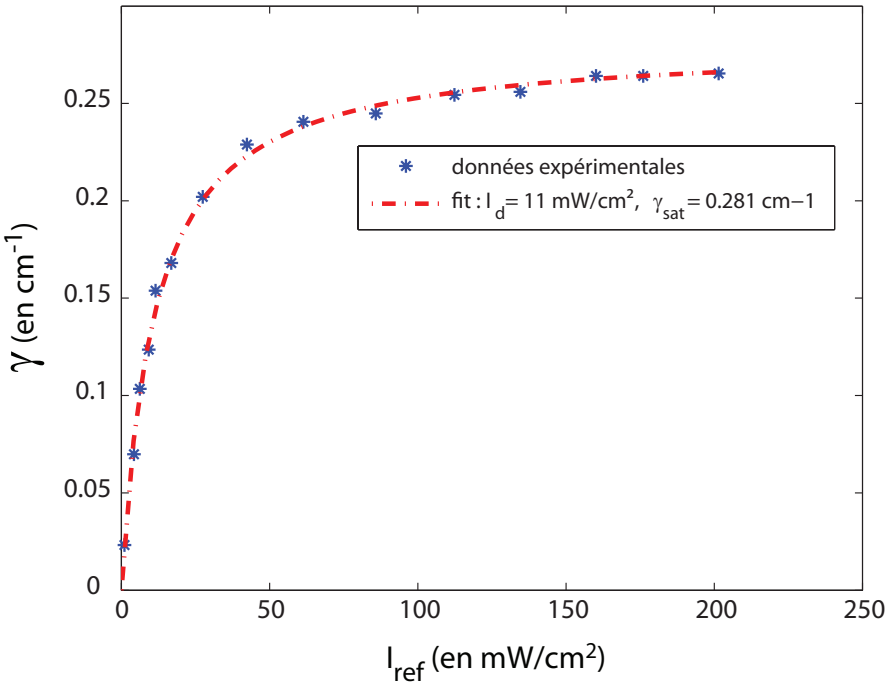


FIGURE 3.5: Gain photoréfractif positif dans le cristal d'AsGa en configuration copropageante à $1064nm$.

3.2.3 Le mélange à deux ondes

Nous allons présenter ici un résumé du formalisme de P.Yeh [63, 64]. Nous nous intéressons en particulier au mélange à deux ondes en régime stationnaire dans un cristal cubique d'AsGa, soit une symétrie ponctuelle $\overline{4}3m$. Ceci nous permet de justifier les différentes configurations expérimentales que nous avons utilisées expérimentalement, dont la configuration de diffraction anisotrope. Cette dernière permet de créer un hologramme présentant une composante de polarisation perpendiculaire à la polarisation de pompe initiale.

Les équations couplées de propagation

Considérons le faisceau pompe et le faisceau sonde incidents sur le cristal d'amplitudes respectives $(A_{s,p})$ et $(B_{s,p})$, et de vecteurs d'onde respectifs $\mathbf{k}_1$, $\mathbf{k}_2$, comme représentés sur la figure 3.7. Les polarisations s et p représentent respectivement les composantes du champ perpendiculaire et parallèle au plan

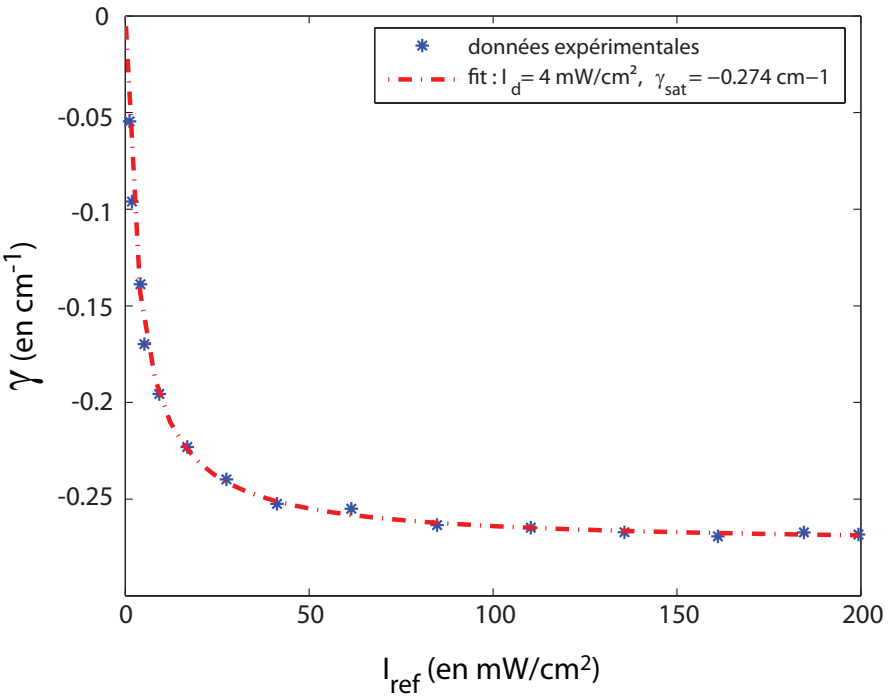


FIGURE 3.6: Gain photoréfractif négatif dans le cristal d'AsGa en configuration copropageante à $1064nm$.

d'incidence. Chacune de ces composantes peut interférer dans le cristal et peut ainsi créer un champ de charge d'espace.

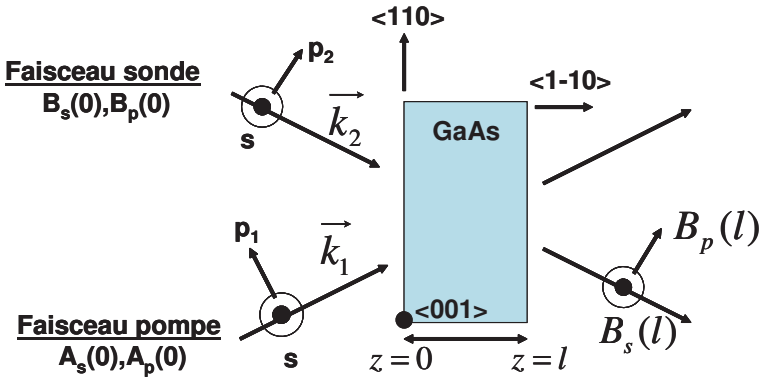


FIGURE 3.7: Schéma de principe du mélange à deux ondes en configuration copropageante.

Les équations couplées relatives à ces faisceaux s'expriment selon

$$\frac{dA_s}{dz} = \frac{i}{2\beta_1}\frac{e^{i\phi}}{I_0}(\Gamma_{ss}B_s + \Gamma_{sp_2}B_p)(A_sB_s^* + A_pB_p^*cos\theta) - \frac{|\beta_1|}{2\beta_1}\alpha A_s, \quad (3.12)$$

$$\frac{dB_s}{dz} = \frac{i}{2\beta_2}\frac{e^{-i\phi}}{I_0}(\Gamma_{ss}A_s + \Gamma_{sp_1}A_p)(A_s^*B_s + A_p^*B_pcos\theta) - \frac{|\beta_2|}{2\beta_2}\alpha B_s, \quad (3.13)$$

$$\frac{dA_p}{dz} = \frac{i}{2\beta_1}\frac{e^{i\phi}}{I_0}(\Gamma_{p_1s}B_s + \Gamma_{p_1p_2}B_p)(A_sB_s^* + A_pB_p^*cos\theta) - \frac{|\beta_1|}{2\beta_1}\alpha A_p, \quad (3.14)$$

$$\frac{dB_p}{dz} = \frac{i}{2\beta_2}\frac{e^{-i\phi}}{I_0}(\Gamma_{p_2s}A_s + \Gamma_{p_2p_1}A_p)(A_s^*B_s + A_p^*B_pcos\theta) - \frac{|\beta_2|}{2\beta_2}\alpha B_p, \quad (3.15)$$

avec le coefficient de couplage Γ qui s'exprime selon

$$\Gamma = \omega^2\mu\varepsilon_0 n^4(\mathbf{R}.\mathbf{E}^{sc}), \quad (3.16)$$

et

- α le coefficient d'absorption du milieu,
- $\beta_{1,2}$ la composante du vecteur d'onde $\mathbf{k}_{1,2}$ selon l'axe z de propagation dans le cristal,
- ϕ le déphasage entre le réseau d'illumination et le réseau d'indice,
- I_0 l'éclairement moyen dans le cristal,
- θ l'angle entre les faisceaux à l'intérieur du cristal,
- μ la perméabilité du cristal, ε_0 la permittivité du vide,
- n l'indice de réfraction du cristal,
- $\mathbf{R}$ le tenseur électro-optique,
- $\mathbf{E}^{sc}$ le champ de charge d'espace.

Le cas de la symétrie $\overline{4}3m$ De manière générale, le coefficient de couplage Γ possède des termes diagonaux et croisés. Dans le cas d'un cristal cubique d'AsGa, de symétrie $\overline{4}3m$, un seul paramètre décrit le tenseur électro-optique, à savoir le paramètre r_{41}. Ainsi, en introduisant les composantes $E_x^{sc}, E_y^{sc}, E_z^{sc}$ du champ de charge d'espace $\mathbf{E}^{sc}$ selon les axes cristallographiques du matériau , ce coefficient de couplage Γ s'exprime selon

$$\Gamma = \omega^2\mu\varepsilon_0 n^4 r_{41}\begin{pmatrix} 0 & E_z^{sc} & E_y^{sc} \\ E_z^{sc} & 0 & E_x^{sc} \\ E_y^{sc} & E_x^{sc} & 0 \end{pmatrix} \quad (3.17)$$

La configuration de diffraction anisotrope Cette expression de Γ permet de traiter le cas général du mélange à deux ondes dans un cristal photoréfractif cubique. Les situations fréquemment rencontrées utilisent des configurations pour lesquelles seules les composantes Γ_{ss} ou Γ_{pp} sont non nulles. Il existe cependant des configurations intéressantes présentant seulement le terme de couplage Γ_{sp}. Une telle configuration est par exemple obtenue lorsque $E^{sc}|| < 110 >$. En considérant de plus un régime purement diffusif, soit $\phi = \pi/2$, le système d'équations couplées se simplifie selon

$$\frac{dA_s}{dz} = -\frac{\gamma}{I_0}B_p(A_sB_s^* + A_pB_p^*cos\theta) - \frac{1}{2}\alpha A_s, \quad (3.18)$$

$$\frac{dB_s}{dz} = \frac{\gamma}{I_0}A_p(A_s^*B_s + A_p^*B_pcos\theta) - \frac{1}{2}\alpha B_s, \quad (3.19)$$

$$\frac{dA_p}{dz} = -\frac{\gamma}{I_0}B_s(A_sB_s^* + A_pB_p^*cos\theta) - \frac{1}{2}\alpha A_p, \quad (3.20)$$

$$\frac{dB_p}{dz} = \frac{\gamma}{I_0}A_s(A_s^*B_s + A_p^*B_pcos\theta) - \frac{1}{2}\alpha B_p, \quad (3.21)$$

avec

$$\gamma = \frac{\pi}{\lambda}n^3r_{41}E^{sc} \quad (3.22)$$

.

La résolution exacte de ce système d'équation se trouve dans l'article de P. Yeh [63]. Nous pouvons reprendre la configuration résolue par P.Yeh dans le même article, à savoir suivant les conditions aux limites

$$\begin{aligned} A_s(0) &\neq 0 \\ A_p(0) &\neq 0 \\ B_s(0) &\neq 0 \\ B_p(0) &= 0. \end{aligned}$$

Nous obtenons alors pour les composantes s et p du champ sonde les solutions approchées suivantes

$$B_s(z) = B_s(0)(1 + \frac{A_pA_s^*}{I_0}\ \gamma z)\ e^{-\frac{\alpha z}{2}}, \quad (3.23)$$

$$B_p(z) = B_s(0)\frac{|A_s|^2}{I_0}\ \gamma z\ e^{-\frac{\alpha z}{2}}. \quad (3.24)$$

Ces expressions montrent que la composante s du signal sonde $B_s(z)$ peut varier en fonction de l'état de polarisation du faisceau pompe. Nous voyons également qu'il apparaît une composante p sur le faisceau sonde, qui est engendrée par la composante s du signal de pompe. Ces deux composantes sont cohérentes spatialement, et peuvent donc interférer.

3.3 La description de l'imagerie acousto-optique par détection holographique photoréfractive

Nous allons maintenant décrire dans sa globalité notre expérimentation d'imagerie acousto-optique par détection holographique photoréfractive. Pour

ce faire, j'ai fait le choix d'inclure directement un article, que nous avons écrit fin 2008, dans le corps même de ma thèse. Notons que cet article ne comporte pas une description théorique à proprement dite de notre expérimentation. Celle-ci a en fait été effectuée avant mon arrivée en thèse au laboratoire par Gross et al.[65]. Une telle description a toute sa place et son importance dans ce chapitre, mais il s'avère que le travail exposé dans le chapitre suivant expose justement une description théorique plus générale, où la technique d'imagerie acousto-optique ici présentée apparaît comme un cas particulier de la technique alors décrite. Je renvoie ainsi tout lecteur intéressé à la description effectuée au chapitre suivant. Mais intéressons-nous pour le moment à l'article présenté ci-dessous pour sa description générale de notre expérimentation.

EPJ E
Soft Matter
www.epj.org

Eur. Phys. J. E **28**, 173–182 (2009) DOI: 10.1140/epje/i2008-10408-2

Detection of the tagged or untagged photons in acousto-optic imaging of thick highly scattering media by photorefractive adaptive holography

M. Gross, M. Lesaffre, F. Ramaz, P. Delaye, G. Roosen and A.C. Boccara

Eur. Phys. J. E **28**, 173–182 (2009)
DOI 10.1140/epje/i2008-10408-2

THE EUROPEAN PHYSICAL JOURNAL E

Regular Article

Detection of the tagged or untagged photons in acousto-optic imaging of thick highly scattering media by photorefractive adaptive holography

M. Gross[1], M. Lesaffre[1,2], F. Ramaz[2,a], P. Delaye[3], G. Roosen[3], and A.C. Boccara[2]

[1] Laboratoire Kastler-Brossel, UMR 8552 (ENS, CNRS, UMPC), Ecole Normale Supérieure, 10 rue Lhomond, 75231 Paris cedex 05, France
[2] Laboratoire d'Optique, Ecole Supérieure de Physique et de Chimie Industrielles de la Ville de Paris, CNRS UPRA0005, Université Pierre et Marie Curie, 10 rue Vauquelin, 75231 Paris cedex 05, France
[3] Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, CNRS, Université Paris-Sud, Campus Polytechnique, RD128, 91127 Palaiseau cedex, France

Received 27 May 2008 and Received in final form 10 September 2008
Published online: 22 December 2008 – © EDP Sciences / Società Italiana di Fisica / Springer-Verlag 2008

Abstract. We propose an original adaptive wavefront holographic setup based on the photorefractive effect (PR), to make real-time measurements of acousto-optic signals in thick scattering media, with a high flux collection at high rates for breast tumor detection. We describe here our present state of the art and understanding on the problem of breast imaging with PR detection of the acousto-optic signal.

PACS. 42.25.Dd Wave propagation in random media – 42.30.Ms Speckle and moiré patterns – 42.40.Ht Hologram recording and readout methods – 42.70.Ln Holographic recording materials; optical storage media

1 Introduction

The field of acousto-optic imaging has been strongly stimulated by the deep and complete paper of W. Leutz and G. Maret [1]. In this paper the authors give a very clear view of the tricky interactions between light and sound in random media; this is why this work has stimulated a new active field now more "biomedical imaging" oriented and new detection schemes.

The present paper is at the frontier of two physical domains that are

i) detection of weak light signal by using photorefractive crystals,
ii) breast cancer imaging by detection of the ultrasonic modulation of the light scattered through the breast.

Here, our purpose is to make a brief review of these two domains, and to describe the photorefractive detection of the scattered-light modulated component in a pedagogical manner. By the way, we will describe our present state of the art and understanding on the problem.

In this paper, we will first describe the basic principle of ultrasonic modulation of light imaging. We will, in particular, introduce the concept of "ultrasonic tagged photons", which represents the weak signal to be detected. We will then describe how photorefractive adaptive holography can be used to detect the tagged photons. One must notice that all the groups working on the subject, except for us, do not detect the "tagged" photons, but the "untagged" ones. The tagged-photon signal is measured indirectly, since the total number of scattered photons (tagged + untagged) does not depend on the ultrasound. We will describe our technique and present our experimental results. In all these descriptions, we must not forget one difficulty that results from the decorrelation of the light that travels through the breast organ. This effect known as speckle decorrelation is both due to the Brownian motion of the scatterers, and to the breast inner motions (blood flow, ...). In a typical in vivo situation, with 4 cm breast thickness, the "speckle decorrelation time" is in the 0.1 to 1 ms range. It is thus necessary to match the so called "photorefractive response time" with the "speckle decorrelation time". This effect, which is huge in breast, is not present in most of the ultrasonic modulation test experiments, which are performed with breast phantoms like dead tissues or diffusing gels. Since the decorrelation affects considerably the detection sensitivity, it is quite difficult to evaluate the figure of merit of the different techniques that are proposed to perform breast imaging. We will see that our setup, which is able

[a] e-mail: ramaz@optique.espci.fr

to detect both the tagged and untagged signal, is also able to measure the photorefractive time *in situ, i.e.* with the same setup, same laser powers and same sample geometry as for breast imaging experiments. To our knowledge, nobody is presently able to perform ultrasonic modulation imaging through 4 cm of breast tissues *in vivo*. Experiments are under progress and we hope to be able to reach this aim in a near future.

2 Acousto-optic imaging

The combination of light and ultrasound to measure local optical properties through thick and highly scattering media is a tantalizing approach for *in vivo* imaging. It is an alternative solution to pure optical techniques for breast cancer detection. The use of light is motivated by its relative low absorption in the so-called "optical therapeutic window" (700 nm to 1000 nm), and by the existence of optical contrasts between healthy and tumorous areas in this region of the spectrum.

Light is highly scattered within biological tissues, making direct optical study of thick sample very difficult to perform. Light scattering is characterized by two length parameters, *i.e.* the scattering length l_s, and the light transport mean free path l_s^*. The scattering length l_s characterizes the memory of the optical phase, and corresponds to the average distance that separates two scattering events. The light transport mean free path l_s^* characterizes the memory of the light propagation direction. In tissues, l_s is typically 50 to 100 μm, while l_s^* is 10 times larger (0.5 to 1 mm). Absorption of light is characterized by the absorption length l_a, which is in the 1 cm to 10 cm range. Absorption strongly depends on the nature of the tissue (optical contrast).

Because of scattering, direct imaging cannot be performed through more than a few millimeter thick samples. Contrarily to light, ultrasound (US) beams are ballistic in biological tissues. US gives thus access to millimeter range spatial resolution in thick sample (up to 4 cm) yielding the development of the acousto-optic imaging that combines optics and ultrasound [2,3].

2.1 Principle: the tagged photons

Acousto-optic imaging is a hybrid technique, which combines, thanks to the acousto-optic effect, ultrasound and light. US are applied in the region of interest, within the thick scattering sample (see Fig. 1a). They make the scatterers vibrate. A CW laser (frequency ω_L) illuminates the sample. The vibration of the scatterers at the acoustic US frequency ω_A (2 MHz typically) modulates the phase of the photons that are scattered by the sample. This is the so-called acousto-optic effect.

The light exiting the sample contains thus different frequency components (see Fig. 1b). The main component (the carrier) is centered at the laser frequency ω_L. It is related to the diffused photons, that do not interact with the US. The sideband components are shifted by the US frequency $\omega_L \pm \omega_A$. The sideband photons, which result from the interaction between light and US, are called "tagged photons" (*i.e.* photons tagged by the US).

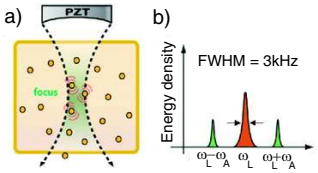


Fig. 1. Principle of acousto-optic imaging. a) Motion of the scatterer at ω_A. b) Spectrum of the diffused light: carrier (ω_L), and sideband, *i.e.* tagged photons ($\omega_L \pm \omega_A$).

The weight of the tagged-photons components depends on the optical absorption in the region of interest, where the US beam is focused. Acousto-optics imaging stands in detecting selectively the tagged photons. An image of the sample optical absorption can be then built up in scanning the US over the sample. Note that one of the difficulties in living tissues results from the motion of scatterers (*e.g.* blood flow) which broaden the carrier and sideband lines (see Fig. 1b). *In vivo* measurements through 4 cm breast tissues yield a broadening of 1.5 kHz (Full Width at Half Maximum: FWHM) [4,5].

2.2 State of the art for the detection of the tagged photons

Many techniques have been proposed to detect the tagged photons. Marks *et al.* [6] investigated the modulation of light in homogeneous scattering media with pulsed ultrasound. Wang *et al.* [2,7] performed ultrasound modulated optical tomography in scattering media. Lev *et al.* studied scattering media in the reflection configuration [8]. Wang and Shen [9] developed a frequency chirp technique to obtain scalable imaging resolution along the ultrasonic axis by use of a one-dimensional (1D) Fourier transform. Lev *et al.* use a set of optical fibers coupled to a single photo-detector [5, 8, 10] that allows to work with samples, which decorrelate in time. Leveque *et al.* [11–13] performed parallel detection of multiple speckles on a video camera and demonstrated improvement of the detection signal-to-noise ratio of 1D images of biological tissues. The parallel detection has been still improved by Gross *et al.*, who perform holographic detection reaching the shot noise sensitivity limit [14], and by Atlan *et al.*, who get resolution on the US propagation axis by using a holographic pulsed technique [15].

All these methods exhibit two main limitations. First, the *optical etendue* (defined as the product of the detector area by the detector acceptance solid angle) of the detection system is not optimum, since it is much lower than the *etendue* of the tagged photons source. This *etendue* is the area of the sample (several cm^2) $\times$ the emitting solid angle (which is about 2π, since the light is diffused by the sample in all directions). With a mono detector (photodiode) [5, 8, 10] the detection *etendue* is about λ^2. With a

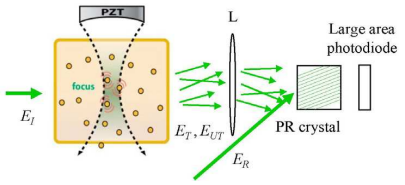


Fig. 2. Principle of PR detection of the acousto-optic signal. PZT: ultrasound transductor, E_I: illumination optical field; E_T, E_{UT}: tagged or untagged field scattered by the sample; PR crystal: photorefractive crystal; L: lens that collects the scattered field into the crystal and the photodiode; E_R: PR crystal reference (or pump) field.

multi-detector like a CCD camera [11–15] the *etendue* is $N\lambda^2$, where N is the is CCD number of pixel ($N \sim 10^6$). Even with a camera, the *etendue* of detection is about $\times 1000$ lower than the *etendue* of the emission.

The second problem occurs within living sample: the scatterers move, yielding in the frequency space a broadening of the tagged photons spectrum, as shown in Figure 1b [4, 5]. This effect corresponds, in the time space, to a decorrelation of the tagged-photons speckle pattern. Since all the methods described above perform coherent detection, the bandwidth of detection is limited by the detector bandwidth. With a camera (there is no problem of bandwidth with the photodiode, but the *etendue* is much lower), the bandwidth is roughly equal to the camera image frequency ω_{CCD}, which is in general much lower ($\omega_{CCD} \sim 10$–$100\,\mathrm{Hz}$) than the tissue broadening ($3\,\mathrm{kHz}$). It is still possible to work with fast camera (kHz), but in that case: i) the camera quantum efficiency is lower (CMOS), and ii) the number of pixel N is limited, because $N \times \omega_{CCD}$ is the flux of information to transfer to the computer, and this flux is limited ($< 10^6$–$10^7\,\mathrm{s}^{-1}$).

3 The photorefractive (PR) detection of the acousto-optic signal

More recently a new tagged-photons detection technique has appeared that is based on the photorefractive effect (PR) and that is illustrated by Figure 2. The light that is scattered by the sample (E_T or E_{UT} for the tagged or untagged field) is detected by a photorefractive detector (PR crystal + photodiode PD) that is pumped by a reference field E_R.

Since the crystal and the photodiode might be quite large (up to $1\,\mathrm{cm}^2$) and since the light is collected by a large Numerical Aperture (N.A. ~ 1) collecting lens, the photorefractive detection benefits of a high *etendue*, about 100 times larger than in a typical camera with $N \sim 10^6$ pixels. We will see that the detection bandwidth is the inverse of the "photorefractive time" T_{PR}. We get, for example, for a $1\,\mathrm{W/cm}^2$ pump beam, $1/T_{PR} \sim 1\,\mathrm{kHz}$ [16, 17]. This bandwidth, which is about 100 times larger than for a $N \sim 10^6$ CCD camera[1], is within the range of the linewidth ($\sim 3\,\mathrm{kHz}$) of the light scattered *in vivo* by a breast organ [4].

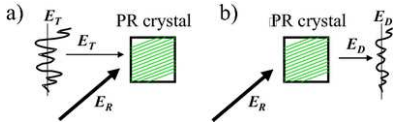


Fig. 3. Principle of holography using the photorefractive effect.

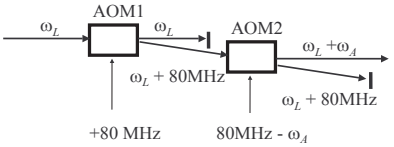


Fig. 4. Method for tuning the frequency ω_R of the reference beam: $\omega_R = \omega_L + \omega_A$ for example. AOM1 and AOM2 are acousto-optic modulators.

3.1 The volume hologram

Photorefractive effect arises in materials that present both electro-optic effect and photoconductivity, whose combination allows to transform a non-uniform illumination of the material into a spatial variation of the refractive index [18]. When illuminated by the interference pattern between an object and a reference beam, the material records a hologram, *i.e.* the amplitude and phase of the object beam. This hologram is dynamic, meaning that it can follow the interference pattern fluctuations slower than the response time T_{PR} of the material, also meaning that only slowly moving holograms are recorded.

The first effect is the recording of the signal beam information (phase and amplitude of the signal field E_T) within the PR crystal under the form of local changes of the crystal refractive index n yielding a volume hologram (Fig. 3a). Since the recording takes a finite time T_{PR} (0.1 to 10 ms in our device), the PR effect selects, within the signal beam, the components whose frequency is close or equal to the reference beam frequency ω_R.

Here, the large, almost flat field, reference beam (field E_R) interferes with the signal field E_T onto the PR crystal. In order to select the tagged or untagged photons, the frequency ω_R of the reference beam is made equal to the tagged or untagged photons frequency: $\omega_R = \omega_L \pm \omega_A$ or $\omega_R = \omega_L$, respectively. To adjust ω_R one can use, for example, two acousto-optic modulators AOM1 and AOM2 (Bragg cells) as shown in Figure 4. With such a choice, the interference pattern $E_T E_R^*$ of the reference beam with the selected photons beam varies slowly in time. The selected beam information can thus be grooved within the PR crystal volume hologram.

[1] We implicitly exclude here fast CMOS camera because of poor quantum efficiency and noise, and because of finite bandwidth for the data transfert form camera to computer.

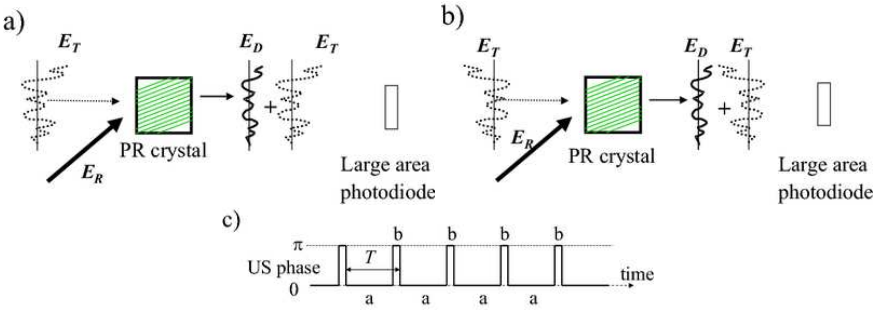


Fig. 5. Detection of the tagged photons, when the phase of the US beam is zero (a) and π (b). c) Phase of the US beam.

In the case of a perfect monochromatic signal beam, the local variation of the hologram refractive index δn is simply proportional to the modulation depth of the interference pattern $(E_T E_R^*)/(|E_T|^2 + |E_R|^2)$. If a time modulation is added on the signal (*e.g.* amplitude or phase modulation), we have to take into account the finite time T_{PR} needed to groove the hologram, and we get [19,20]

$$\delta n \propto \frac{\langle E_T E_R^* \rangle_{T_{PR}}}{|E_T|^2 + |E_R|^2}\,, \tag{1}$$

where $\langle\ \rangle_{T_{PR}}$ is the average over the grooving time T_{PR}, average which is defined by

$$\langle A \rangle_{T_{PR}} = \frac{1}{T_{PR}} \int_0^\infty A(t-\tau)\, e^{-\tau/T_{PR}} \mathrm{d}\tau. \tag{2}$$

3.2 The diffracted beam E_D

The second effect is illustrated by Figure 3b. The reference beam (E_R) is diffracted by the volume hologram yielding a diffracted beam (E_D). The diffracted field E_D is simply proportional to the hologram refractive-index changes δn and to the reference beam field E_R. We get thus

$$E_D \propto \frac{\langle E_T E_R^* \rangle_{T_{PR}}}{|E_T|^2 + |E_R|^2} E_R. \tag{3}$$

In a typical application the reference beam intensity is much larger than the signal beam one, and except of the average over T_{PR}, E_R and E_R^* simplifies in equation (3) yielding $E_D \propto E_T$, *i.e.*

$$E_D \simeq \eta E_T, \tag{4}$$

where $\eta = 0.1, \ldots, 0.5$ is a numerical factor which mainly depends on the crystal.

Equation (4) is valid, when the decorrelation of the signal field E_T can be neglected during the grooving time T_{PR}, *i.e.* when

$$\delta\omega T_{PR} \ll 1, \tag{5}$$

where $\delta\omega$ is the frequency width of the signal beam ($\Delta\omega \sim 3\,\mathrm{kHz}$ for the breast).

We have to notice that an increase of the reference beam intensity $|E_R|^2$ does not change η, but reduces the grooving time T_{PR}, since $T_{PR} \propto 1/|E_R|^2$. The main advantage of increasing the reference beam power $|E_R|^2$ is thus to reduce T_{PR} enough to neglect the signal field decorrelation. Condition of equation (5) is then fulfilled, and the equation (4) limit can be reached.

Since the volume hologram has recorded the mode structure of the signal beam *versus* the reference beam interference pattern, and since the pump beam is diffracted by the hologram, the diffracted beam (E_D) has the same mode structure as the signal beam (E_T) (see Eq. (4)). This result is illustrated by Figure 3b, where E_D is displayed with the same shape as E_T on Figure 3a, but with a smaller amplitude ($\eta < 1$).

The signal (E_T) and diffracted (E_D) beams are thus spatially coherent. They can interfere constructively (or destructively) on a large-area ($\sim 1\,\mathrm{cm}^2$) light mono detector (*i.e.* a photodiode). This property will be useful to detect efficiently the tagged and untagged photons signal.

3.3 Detection of the tagged photons

The principle of tagged photons detection is illustrated by Figure 5. The phase φ of the US beam is reversed periodically ($\varphi = 0$ or π) with period T (see Fig. 5c). The phase of the tagged photons field E_T, which follows the US phase, is then reversed too.

To simplify the discussion, we will neglect the decorrelation of the tagged photons field (Eq. (5) is fulfilled). We will also modulate the phase rapidly (with respect to T_{PR}, *i.e.* with $T \ll T_{PR}$), keeping φ zero most of the time (see Fig. 5c), so that the hologram can be considered as static and unperturbed by the phase variation.

In that case, the diffracted field E_D will remain nearly constant: $E_D \simeq \eta \langle E_T \rangle$. When φ is zero, E_T and E_D are in phase, they interfere constructively and the total intensity signal $|E_T + E_D|^2$ is maximum (see Fig. 5a):

$$I_0 = (|E_T + E_D|^2)_{\varphi=0} \simeq |E_T|^2 (1+\eta)^2. \tag{6}$$

On the contrary, when the phase is π, E_T and E_D are opposite in phase, and the total intensity signal is minimum (see Fig. 5b):

$$I_\pi = (|E_T + E_D|^2)_{\varphi=\pi} \simeq |E_T|^2 (1-\eta)^2. \tag{7}$$

Chapitre 3. L'imagerie acousto-optique par holographie photoréfractive

Reversing the phase of the US yields a modulation of the total intensity signal equal to

$$I_0 - I_\pi \simeq 4\eta|E_T|^2 + \dots . \tag{8}$$

3.4 Detection of the untagged photons

It is a little bit more difficult to illustrate the detection of the untagged photons with a simple figure, because the calculation involves considering both the untagged photons field at the carrier frequency ω_L, and the tagged photons fields E_T and $E_{T'}$, which evolves at the two sideband frequencies $\omega_L + \omega_A$ for E_T, and $\omega_L - \omega_A$ for $E_{T'}$. To detect the untagged photons, we tune the reference beam frequency ω_R at the untagged photons frequency, $\omega_R = \omega_L$, and we modulate the US beam intensity by turning on and off the US beam.

To simplify the discussion, we will neglect again the decorrelation of the tagged photons field (Eq. (5) is fulfilled). We will also modulate the US beam rapidly (with respect to T_{PR}, *i.e.* with a period $T \ll T_{PR}$). Let us call E_U and $E_{U'}$ the untagged photons fields without, and with the US beam. E_T and $E_{T'}$ are the tagged photons fields with US (theses fields are zero without US).

Since the energy is conserved, the total number of photons (carrier + sidebands) does not depend on the US. We get thus

$$|E_U|^2 = |E_{U'}|^2 + |E_T|^2 + |E_{T'}|^2. \tag{9}$$

The untagged photons field in the presence of US, *e.g.*, $E_{U'}$, is spatially coherent with the one without US, *e.g.*, E_U. According to equation (9), its magnitude can be expressed as follows:

$$|E_{U'}| = |E_U|\sqrt{1 - \frac{|E_T|^2 + |E_{T'}|^2}{|E_U|^2}}\,. \tag{10}$$

In practical situations, the efficiency of the acousto-optic effect is low and the energy within the sideband is low ($< 1\%$) with respect to the carrier. This means that the untagged photons field variation is low: $E_U - E_{U'} \ll E_U$. Whatever the value of the cyclic ratio modulation is, one can thus consider that the PR effect involves E_U only. We get

$$E_D \simeq \eta E_U. \tag{11}$$

When the US is off, the field on the detector is $E_U + E_D$ and the detected intensity signal I is

$$I = |E_U + E_D|^2 \tag{12}$$
$$= |E_U|^2 + |E_D|^2 + 2\eta|E_U|^2. \tag{13}$$

When the US is on, the field on the detector is $E_{U'} + E_D$ for the carrier, and E_T and $E_{T'}$ for the two sidebands. The intensity signal I' is

$$I' = |E_{U'} + E_D|^2 + |E_T|^2 + |E_{T'}|^2 \tag{14}$$
$$= |E_{U'}|^2 + |E_D|^2 + \eta(E_{U'}E_U^* + E_U E_{U'}^*) + |E_T|^2 + |E_{T'}|^2. \tag{15}$$

Taking into account the energy conservation (Eq. (9)), the spatial coherence of (E_U, $E_{U'}$) and Eq. (10), we get the modulation of the detected intensity

$$I - I' = 2\eta(|E_U|^2 - |E_{U'}| \cdot |E_U|) \tag{16}$$
$$\simeq 2\eta\frac{|E_T|^2 + |E_{T'}|^2}{2} \simeq 2\eta|E_T|^2, \tag{17}$$

since the weight of the two sidebands components is approximately the same: $|E_T|^2 \simeq |E_{T'}|^2$.

By comparing equation (8) and equation (16), the detected signals have the same order of magnitude when detecting either the tagged or the untagged photons, when we consider the same acoustical energy.

3.5 Detecting tagged or untagged photons?

To our knowledge, three groups are working on acousto-optic imaging with PR detection of the signal. Two of them, the R.A. Roy [17, 21–23] and the L.V. Wang group [24] detect the untagged photons. We are the third group [16,25] and we detect both the tagged and untagged photons.

Detection of the untagged photons is simpler, since it is not necessary to shift the frequency the reference beam ($\omega_R = \omega_L$). The acousto-optic modulators of Figure 4 are thus not needed. Moreover, it is not necessary to apply the US beam all the time. Untagged photons detection is thus well suited to detect very short burst of US beam able to give information resolved along the US beam propagation direction [17]. But short US bursts yield a small signal, and the signal is needed to image thick breast *in vivo*.

The detection of the untagged photons corresponds to a small change on a large signal (white background detection), while the detection of the tagged photons, which corresponds to roughly the same absolute value change, yields on the contrary about 100% change on a small signal (black background detection). Tagged photon detection is thus expected to give less technical noise. For example, vibrations on the reference beam mirrors, which modify the length of the pump beam arm, are expected to yield about 100 times[2] more noise for the untagged configuration than for the tagged one.

The tagged photon configuration offers more degrees of freedom for the detection configuration, because the signal and the reference beam can be modulated whether in phase or amplitude.

Since we do not have tested all the possible detection configurations, making a complete comparison of tagged and untagged photons detection schemes is out of the scope of the present paper. We can simply say that for the configurations we have presently tested, the Signal-to-Noise Ratio (SNR) is about the same in the two cases. Since our purpose is to image breast, we need to improve the detection sensitivity. We continue thus to work with our setup that is able to detect both tagged and untagged photons, exploring configurations that are expected to yield better SNR. This work is under progress.

[2] Here 100 is the untagged *versus* tagged photons field ratio.

4 Experimental test

4.1 Setup

A typical experimental setup, able to select either the tagged or the untagged photons, is shown in Figure 6. The main laser beam is splitted in an illumination and reference beam by the beam splitter BS. The US beam (2 MHz) produced by the generator PZT is focused within the sample. The frequency offset of the illumination beam is adjusted by using the two acousto-optic modulators AOM1 and AOM2 which are excited at 78 MHz and 76 MHz (for selecting the tagged photons), or both at 78 MHz (for selecting the untagged photons). The light diffused by the sample is collected by the high N.A. ~ 1 (Numerical Aperture) lenses L1 and L2. L1 collects the light within the PR crystal that records the hologram of the selected signal beam (tagged or untagged). L2 collects the interference pattern of the signal beam (E_T) with the diffracted beam (E_D) into the photodetector PD.

In our setup, L is a Nd:YAG laser (1.06 μm, 1 to 5 W CW power), the PR crystal is a $1.4 \times 1.4 \times 2\,\mathrm{cm}^3$ GaAs crystal [26], and PD is a large-area photodiode (0.1 to $0.5\,\mathrm{cm}^2$) whose signal is amplified by a transimpedance amplifier ($R = 100\,\mathrm{K}\Omega$ to $10\,\mathrm{M}\Omega$).

In Murray's setup [17], L is a frequency-doubled Nd:YAG (532 nm, 80 mW), the PR crystal is a $5 \times 5 \times 7\,\mathrm{mm}^3$ $Bi_{12}SiO_{20}$ crystal, whose PR efficiency is improved by applying a DC electric field, the US frequency is 1.1 MHz, and PD is an avalanche photodiode. Since Murray detects the untagged photons, the acousto-optic modulators are not present, but it should be pointed out that absorption at 532 nm is more important than at 1064 nm, and thus it can reduce the thickness of investigation.

Our setup, which can detect both the tagged and untagged photons, is expected to be more sensitive, while Murray's setup, which is used with short US pulses, is faster.

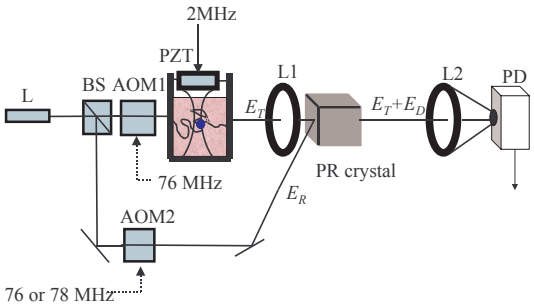


Fig. 6. Typical experimental setup. L: laser; BS: beam splitter; AOM1, AOM2: acousto-optic modulators; PZT: US generator; L1, L2: light-collecting lenses; PR: photorefractive crystal; PD: photodetector.

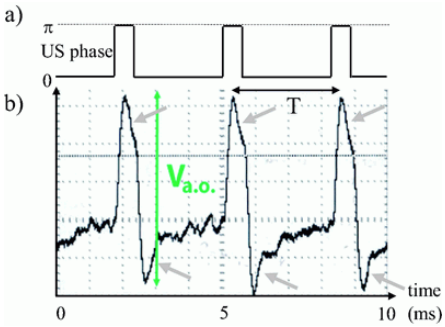


Fig. 7. Typical tagged photons experimental signal. a) Modulation of the US phase. b) Tagged photons signal. $V_{\mathrm{a.o.}}$: maximum variation of the tagged photons signal. T: phase modulation period. The vertical axis is the voltage at the output of the PD amplifier: 100 mV per div.

4.2 Experimental result

Figure 7 shows a typical tagged photons experimental signal obtained with 0 to π phase modulation of the US beam. The modulation frequency is 300 Hz (modulation period $T = 3.33$ ms). The US beam frequency is 2 MHz, with a maximum US pressure of 2 MPa at the US beam waist. The main laser power is 1.2 W. The reference and illumination beam power are both 300 mW, their areas on crystal and sample are both $1\,\mathrm{cm}^2$.

Measurement is performed with a 4 cm chicken sample, whose optical properties (diffusion and absorption) are close to human breast. As seen, the tagged photons signal SNR is good (16 times averaged). One must notice that the signal is not rectangular like the phase modulation. In particular, the maximum of the signal, which occurs on the phase plateaus ($\varphi = \pi$ and 0) is not flat, but decreases exponentially (see grey arrows in Fig. 7).

This is expected when the PR time T_{PR} becomes shorter than the phase modulation period T. We have measured (see further) T_{PR} and we have found $T_{PR} = 0.5$ ms. Note that T_{PR} can also be measured in Figure 7, since T_{PR} is the time constant of the grey arrow decay.

This result is very encouraging, because it means that the detection bandwidth is $1/(2\pi T_{PR}) = 0.3$ kHz. Remember that the signal bandwidth is $\Delta\omega = 1.5$ kHz (HWHM) on the breast. The detection is thus optimal, within a factor 5. Since the SNR is very high (much larger than 5) in Figure 7, we expect to get enough SNR to get significant result with a thick living sample.

As another illustration, Figure 8(a) represents a profile of an Agar plus *Intralipid* phantom with a thickness $t = 30$ mm and a reduced scattering coefficient $\mu_s' = 1/l_s^* = 10\,\mathrm{cm}^{-1}$ at 1064 nm. The absorption coefficient of water at 1064 nm is $\mu_a = 0.144\,\mathrm{cm}^{-1}$ [27]. The sample contains an optical absorber (black ink), which is a cylinder with a diameter of 3 mm and a height of 7 mm along the laser input direction (perpendicular to the US beam). The magnitude of the US pressure is approximately of 1.5 MPa at 2.3 MHz, with a phase modulation at 3 kHz and a duty cycle of 24%, corresponding to the maximum of the signal with a lock-in detection [16, 25]. The photorefractive

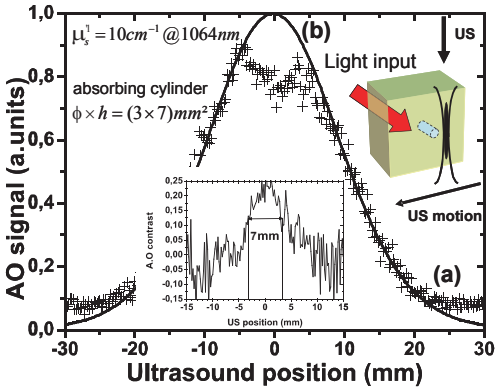


Fig. 8. Acousto-optic profile (a) with an optical absorber embedded within an Agar + *Intralipid* phantom of thickness $t = 30\,\mathrm{mm}$ with a reduced scatttering coefficient $\mu_s' = 10\,\mathrm{cm}^{-1}$ at 1064 nm obtained with an anisotropic (PR) detection configuration. Light input on the sample is $1\,\mathrm{W/cm}^2$ (Gaussian illumination FWHM = 1.1 mm). The US pressure (2.3 MHz, 1.5 MPa) is phase modulated at 3 kHz with a duty cycle of 24%. Curve (b) represents a fit of the one-dimensional extent of light scattering (*i.e.* $\exp(-\mu_{eff}r)/r$, with $\mu_{eff} = 2.2\,\mathrm{cm}^{-1}$) within the US plane (15 mm from input window), weighted by the input illumination $\mu_{eff} = 2.2\,\mathrm{cm}^{-1}$. The inset represents the acousto-optic contrast $[1-(a)/(b)]$.

holographic setup is based on an anisotropic diffraction configuration [28]: the reference beam (*i.e.*, vertically polarized) diffracts a contribution (*i.e.*, tagged-photons field) which is perpendicularly polarized (*i.e.*, horizontal); the output speckle from the sample is 45°-polarized from the vertical direction using a large-aperture infrared dichroic polarizer, and a similar analyzer is positioned in front of the photodetector with a horizontal polarization axis. Consequently, the speckle and the reference fields still interfere within the PR crystal in order to build the hologram, the diffracted reference and the speckle field recombine onto the analyzer as well. This configuration minimizes the collection of the unwanted scattered reference by the PR crystal faces. In this experiment the tagged light is about $\times 10^4$ lower than the total scattered light (untagged photons plus scattered reference light).

Classically, in the $3D$ diffusion regime and in the presence of absorption, the spatial distribution of the energy emitted from a point source at distance r is given by $\frac{1}{r}e^{-\mu_{eff}r}$, where $\mu_{eff} = \sqrt{3\mu_a(\mu_a+\mu_s')}$. This effective parameter indicates that attenuation is increased by scattering, that lengthens optical paths.

The continuous envelope Figure 8(b) represents the fit the experimental data of Figure 8(a) using this model and taking into account the Gaussian input illumination (FWHM = 1.1 mm). The effective coefficient μ_{eff} is found to be $2.2\,\mathrm{cm}^{-1}$, close to the theoretical value ($\mu_{eff} = 2.1\,\mathrm{cm}^{-1}$) given by the reduced scattering coefficient of the medium and the absorption coefficient of pure water at 1064 nm defined above. The measured background (around 0.8 mV) corresponds to the noise of the transimpedance stage of the detection, that is shot-noise–limited at this level of the scattered light. The absorbing element is revealed by the acousto-optic contrast, *e.g.* $[1-(a)/(b)]$, which is close to 0.22, and exhibits a FWHM of 7 mm. This value is connected to the diameter of the absorbing element (3 mm), the US resolution (just above 1.5 mm) and the light transport mean free path l_s^* of the scattering medium (about 1 mm).

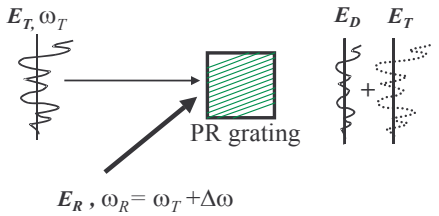


Fig. 9. PR effect when the selected photons and reference beam frequencies are different: $\omega_R \neq \omega_T$.

5 Measurement of the photorefractive time T_{PR}

Most published results on ultrasound light modulation imaging have been obtained with phantoms, which do not decorrelate in time. In that case, the PR detection SNR does not strongly depend on the reference beam power. The power must be large enough to reach the plateau value for the photorefractive efficiency η, but remains low enough to avoid noise (the reference beam is scattered by the PR crystal defects yielding a parasitic photodiode current that brings noise). With phantoms, the best sensitivity is then obtained with a quite low power reference beam ($< 100\,\mathrm{mW}$ in our experiment).

With breast, the light signal is Doppler broadened by the tissues inner motions (Brownian motion, blood flow, ...) yielding typically a spectral width of 3 kHz [4]. In order to optimize the detection efficiency, one must increase the detection bandwidth $1/T_{PR}$ by increasing the reference beam power to obtain $1/T_{PR} \sim 3\,\mathrm{kHz}$. Optimal detection conditions for phantoms and breast are thus very different.

To improve the detection sensitivity for future breast experiment, it is very important to measure T_{PR}. To get a reliable result, we have proposed a technique able to measure T_{PR} *in situ*, *i.e.* in the setup that is used for imaging phantoms (and breast in the future) [29].

5.1 Principle of the measurement of T_{PR}

To perform acousto-optic imaging with living sample, it is very important to measure T_{PR}, since it is necessary to match T_{PR} with the sample decorrelation time in order to optimize the detection efficiency. The ability in our setup to freely choose the frequency of the reference beam gives new opportunity to measure the photorefractive time T_{PR}.

The idea of the measurement technique is illustrated by Figure 9. The frequency of the reference beam ω_R is

shifted with respect to the signal beam frequency $\omega_T = \omega_L + \omega_A$ or ω_L

$$\omega_R = \omega_T + \Delta\omega. \tag{18}$$

To simplify the notation, we will consider that E_R still represents a complex field projection at frequency ω_T, so that E_R must be replaced in the calculation with $E_R\, e^{j\Delta\omega t}$. We get thus

$$\delta n(t) \propto \frac{\langle E_T E_R^*\, e^{-j\Delta\omega t}\rangle_{T_{PR}}}{|E_T|^2 + |E_R|^2} \tag{19}$$

and

$$E_D(t) \propto \frac{E_R\, e^{j\Delta\omega t}}{T_{PR}} \frac{\displaystyle\int_0^\infty E_T(t-\tau) E_R^*\, e^{-j\Delta\omega\tau}\, e^{-\tau/T_{PR}} \mathrm{d}\tau}{|E_T|^2 + |E_R|^2}. \tag{20}$$

Note that if $\Delta\omega$ is zero, equation (20) is identical to equation (3). Note also that E_R^* does not depend on time, and can thus be removed from the integral.

Consider that a PR experiment is made with a sample whose decorrelation time is much longer than T_{PR}. This means that decorrelation can be neglected, and that $E_T(t)$ is uniquely driven by the US amplitude or phase modulation. $E_T(t)$ is thus known. $|E_T|^2$ can also be neglected in the denominator of equation (20) (since $|E_T|^2 \ll |E_R|^2$) and thus

$$E_D(t) \propto \frac{e^{j\Delta\omega t}}{T_{PR}} \int_0^\infty E_T(t-\tau) e^{-j\Delta\omega\tau}\, e^{-\tau/T_{PR}}\, \mathrm{d}\tau\, e^{j\Delta\omega t}. \tag{21}$$

We must notice that in equation (21), $E_T(t)$ is convolved by two time kernels. The first kernel $e^{-\tau/T_{PR}}$ is unknown (since T_{PR} is unknown), while the second $e^{-j\Delta\omega\tau}$ is known. Its width can be freely adjusted by tuning $\Delta\omega$ with the acousto-optic modulator.

From equation (20) it is then straightforward to calculate the dependence of the acousto-optic signal on $\Delta\omega$ for the different detection configurations (phase modulation for the tagged photons and amplitude modulation for the untagged photons) [29]. Comparing the calculated spectrum to the experiment yields then an accurate measurement of T_{PR}.

5.2 Calculation of the tagged photons signal with US amplitude modulation

It is possible to calculate the tagged photons signal as a function of $\Delta\omega$ in the phase modulation configuration. Nevertheless, as shown in [29], the shape of the spectrum is quite cumbersome, and it seems quite heavy to fit the experimental data with such a spectrum shape.

It is thus more efficient to measure T_{PR} with a rectangular amplitude modulation of the US with 50% cycling ratio, the tagged (or untagged) acousto-optic signal being measured with a lock-in amplifier tuned at the modulation frequency. This is the key point of the detuning method, since measurements are performed *in situ* at the US modulation frequency (here 2.5 kHz) and thus do not depend on the frequency response of the detector, which is quite distorted due to the many stages of the electronic filters connected to the photodetector. A straightforward calculation gives only three contributions for the P and Q quadrature of the lock-in signal [29]

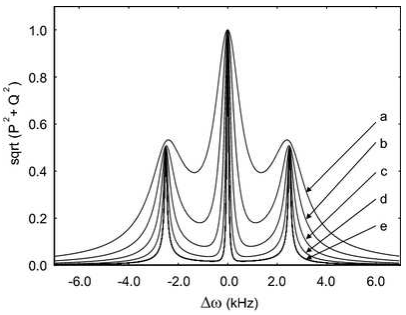


Fig. 10. Calculated spectrum of the tagged photons signal (amplitude modulation with 50% cycling ratio) with T_{PR} = 0.25 ms (a), 0.5 ms, (b), 1 ms (c), 2 ms (d), 4 ms (e). The horizontal axis is the frequency offset $\Delta\omega$. The vertical axis is the $\sqrt{P^2+Q^2}$ lock-in signal in arbitrary normalized units.

$$P = P_0 + P_+ + P_-, \tag{22}$$

$$Q = Q_0 + Q_+ + Q_-, \tag{23}$$

with

$$P_0(\Delta\omega) = \frac{2A}{1 + (\Delta\omega T_{PR})^2}, \tag{24}$$

$$P_\pm(\Delta\omega) = \frac{A}{1 + (\omega_{mod} \mp \Delta\omega)^2\, T_{PR}^2}, \tag{25}$$

$$Q_\pm(\Delta\omega) = -\frac{A(\omega_{mod} \mp \Delta\omega) T_{PR}}{1 + (\omega_{mod} \mp \Delta\omega)^2\, T_{PR}^2}, \tag{26}$$

where A is a proportional constant. By using equation (24) to equation (26) it is then quite simple to measure T_{PR} by fitting the experimental data with the calculated $\Delta\omega$ spectrum.

5.3 Measurement with the tagged photons and US amplitude modulation

From equation (22) to equation (26) we have calculated the tagged photons signal as a function of $\Delta\omega$, when the US beam is modulated with a rectangular $[0, 1]$ amplitude modulation of 50% cycling ratio, the detection being performed with a lock amplifier tuned at the modulation frequency (2.5 kHz). As seen in Figure 10 the shape of the spectrum is strongly dependent on T_{PR}.

It is then possible to fit experimental data on the theoretical curves. Figure 11 shows the magnitude (*i.e.* $R = \sqrt{P^2+Q^2}$) of the lock-in signal (points). The tagged photons are selected ($\omega_R = \omega_L + \Delta\omega$) and the US beam is modulated in amplitude with 50% duty cycle. The reference beam flux is 300 mW/cm^2, and the modulation frequency is 2.5 kHz. We have fitted the experimental data with the theoretical curve deduced from equation (24) to

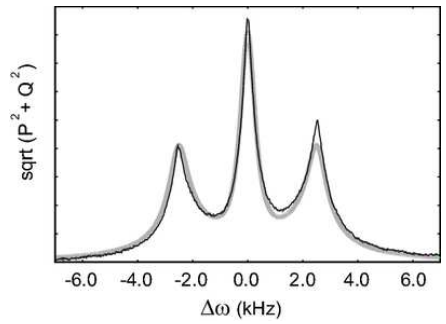


Fig. 11. Spectrum of the tagged photons signal with 50% duty cycle amplitude modulation of the US. The black curve is the experimental data with a reference beam flux of 300 mW/cm^2 and a modulation frequency of 2.5 kHz. The heavy grey line curve is the calculated spectrum with $T_{PR} = 0.45$ ms. The horizontal axis is the frequency offset $\Delta\omega$. The vertical axis is the $\sqrt{P^2 + Q^2}$ lock-in signal in arbitrary units.

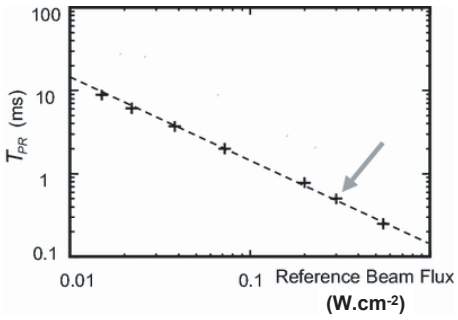


Fig. 12. T_{PR} in ms as a function of the reference beam flux in W/cm^2. Crosses are experimental data. The dashed line is data extrapolation with slope -1. The grey arrow corresponds to Figure 7 experimental conditions.

equation (26). The fit free parameters are T_{PR} and A. The best fit yields $T_{PR} = 0.45$ ms. The experimental data are shown in Figure 11 as a black curve, the fit as a heavy-grey-line curve.

We have recorded many spectra for different reference beam flux. Each spectrum has been fitted by the theoretical curve yielding T_{PR}. Figure 12 shows T_{PR} as a function of the reference beam flux in a logarithmic scale. Experimental points are crosses, data linear log-log extrapolation is the dashed line. As seen, the slope of the extrapolation line is -1. This means that T_{PR} is inversely proportional to the beam flux, as expected.

The shortest photorefractive time we get is $T_{PR} = 0.25$ ms for a flux of 0.55 W/cm^2. The Figure 7 modulation phase signal is obtained with $T_{PR} = 0.5$ ms and 0.3 W/cm^2 (grey arrows in Fig. 7).

6 Conclusion

Seeing through highly scattering media such as living tissues is a goal difficult to reach. Coupling light and ultrasound in acousto-optic imaging is a promising method to reach this aim. Nevertheless the efficient detection of the tagged photons remains a challenge.

The PR crystal detection scheme proposed here is a possible way to solve this problem. PR crystal detection has many advantages. The detection optical *etendue* is large since the photodetector area may be quite large (~ 1 cm^2), and since the collecting lens numerical aperture can be large, too (NA ~ 1). Since the detector is a single-detector (photodiode), the analysis of the data is simple and fast. By adjusting the power of the pump beam, it is possible to match the detection bandwidth $1/T_{PR}$ with the signal bandwidth $\Delta\omega$ in order to detect with optimal efficiency the "tagged" or "untagged" signal diffused by living tissues that are broadened by the diffuser inner motion (Brownian motion, blood flow, ...). We demonstrate here our ability to get a high SNR (see Fig. 7) with a thick chicken sample. Our chicken sample does not decorrelate as do living tissues, the measurement is done with a short photorefractive time $T_{PR} = 0.5$ ms. This result is very encouraging.

The results presented in this paper have been obtained with a Nd:YAG laser at 1064 nm and a GaAs photorefractive crystal. The method could be significantly enhanced by the use of a laser source at 800 nm, according to the absorption coefficients of hemoglobin and de-oxyhemoglobin, in order to perform a measurement of the local blood activity (two wavelengths measurements). We are searching at present for new PR crystals that are sensitive in this spectral range.

This work is currently supported by a grant from the project Cancéropôle Ile-de-France.

References

1. W. Leutz, G. Maret, Physica B **204**, 14 (1995).
2. L.H. Wang, S.L. Jacques, X. Zhao, Opt. Lett. **20**, 629 (1995).
3. M. Kempe, M. Larionov, D. Zaslavsky, A.Z. Genack, J. Opt. Soc. Am. **14**, 1151 (1997).
4. M. Gross, P. Goy, B.C. Forget, M. Atlan, F. Ramaz, A.C. Boccara, A.K. Dunn, Opt. Lett. **30**, 1357 (2005).
5. A. Lev, B.G. Sfez, J. Opt. Soc. Am. A **20**, 2347 (2003).
6. F.A. Marks, H.W. Tomlinson, G.W. Brooksby, in *Photon Migration and Imaging in Random Media and Tissue*, edited by B. Chance, R.R. Alfano, *Proc. SPIE*, Vol. **1888** (1993) pp. 500–510.
7. L. Wang, S.L. Jacques, L. Zheng, Comput. Methods Programs Biomed. **47**, 131 (1995).
8. A. Lev, Z. Kotler, B.G. Sfez, Opt. Lett. **25**, 378 (2000).
9. L.H. Wang, Q. Shen, Opt. Lett. **23**, 561 (1998).
10. A. Lev, B.G. Sfez, Opt. Lett. **27**, 473 (2002).
11. S. Lévêque, A.C. Boccara, M. Lebec, H. Saint-Jalmes, Opt. Lett. **24**, 181 (1999).
12. S. Lévêque-Fort, Appl. Opt. **40**, 1029 (2000).
13. S. Lévêque-Fort, J. Selb, L. Pottier, A.C. Boccara, Opt. Commun. **196**, 127 (2001).
14. M. Gross, P. Goy, M. Al-Koussa, Opt. Lett. **28**, 2482 (2003).

15. M. Atlan, B.C. Forget, F. Ramaz, A.C. Boccara, M. Gross, Opt. Lett. **30**, 1360 (2005).
16. F. Ramaz, B.C. Forget, M. Atlan, A.C. Boccara, M. Gross, P. Delaye, G. Roosen, Opt. Express **29**, 5469 (2004).
17. T.W. Murray, L. Sui, G. Maguluri, R.A. Roy, A. Nieva, F. Blonigen, C.A. DiMarzio, Opt. Lett. **12**, 2509 (2004).
18. A. Yariv, *Quantum Electronics*, third edition (John Wiley and Sons Inc., 1989) pp. 516–529.
19. Ph. Delaye, L.A. de Montmorillon, G. Roosen, Opt. Commun. **118**, 154 (1995).
20. L.A. de Montmorillon, Ph. Delaye, J.C. Launay, G. Roosen, J. Appl. Phys. **82**, 5913 (1997).
21. E. Bossy, T.W. Murray, L. Sui, R.A. Roy, Opt. Lett. **30**, 744 (2005).
22. C. DiMarzio, L. Sui, R.A. Roy, T.W. Murray, Appl. Opt. **44**, 4041 (2005).
23. C. DiMarzio, S. Manneville, L. Sui, G. Maguluri, T.W. Murray, F.J. Blonigen, A. Nieva, R.A. Roy, Appl. Opt. **44**, 3735 (2005).
24. J. Li, S. Sakadzic, G. Ku, L.V. Wang, Appl. Opt. **42**, 4088 (2003).
25. M. Gross, F. Ramaz, B.C. Forget, M. Atlan, A.C. Boccara, P. Delaye, G. Roosen, Opt. Express **13**, 7097 (2005).
26. P. Delaye, L.A. de Montmorillon, H.J. von Bardeleben, G. Roosen, Appl. Phys. Lett. **64**, 2640 (1994).
27. Linhong Kou, Daniel Labrie, Petr Chylek, Appl. Opt. **32**, 3531 (1993).
28. T.Y. Chang, A.E. Chiou, P. Yeh, J. Opt. Soc. Am. B **5**, 1724 (1988).
29. M. Lesaffre, F. Jean, F. Ramaz, A.C. Boccara, M. Gross, P. Delaye, G. Roosen, Opt. Express **15**, 1030 (2007).

3.4 La description du montage expérimental

Dans cette section, nous allons nous intéresser à une description plus précise du montage expérimental de l'imagerie acousto-optique par holographie photoréfractive. Nous préciserons notamment le matériel expérimental utilisé et la justification de ces choix.

3.4.1 Le schéma expérimental

La figure 3.8 présente le schéma expérimental de l'imagerie acousto-optique par détection holographique photoréfractive que nous avons développée. Le choix expérimental prépondérant a été le choix du cristal photoréfractif, qui est ici un cristal massif d'Arsenure de Gallium, AsGa.

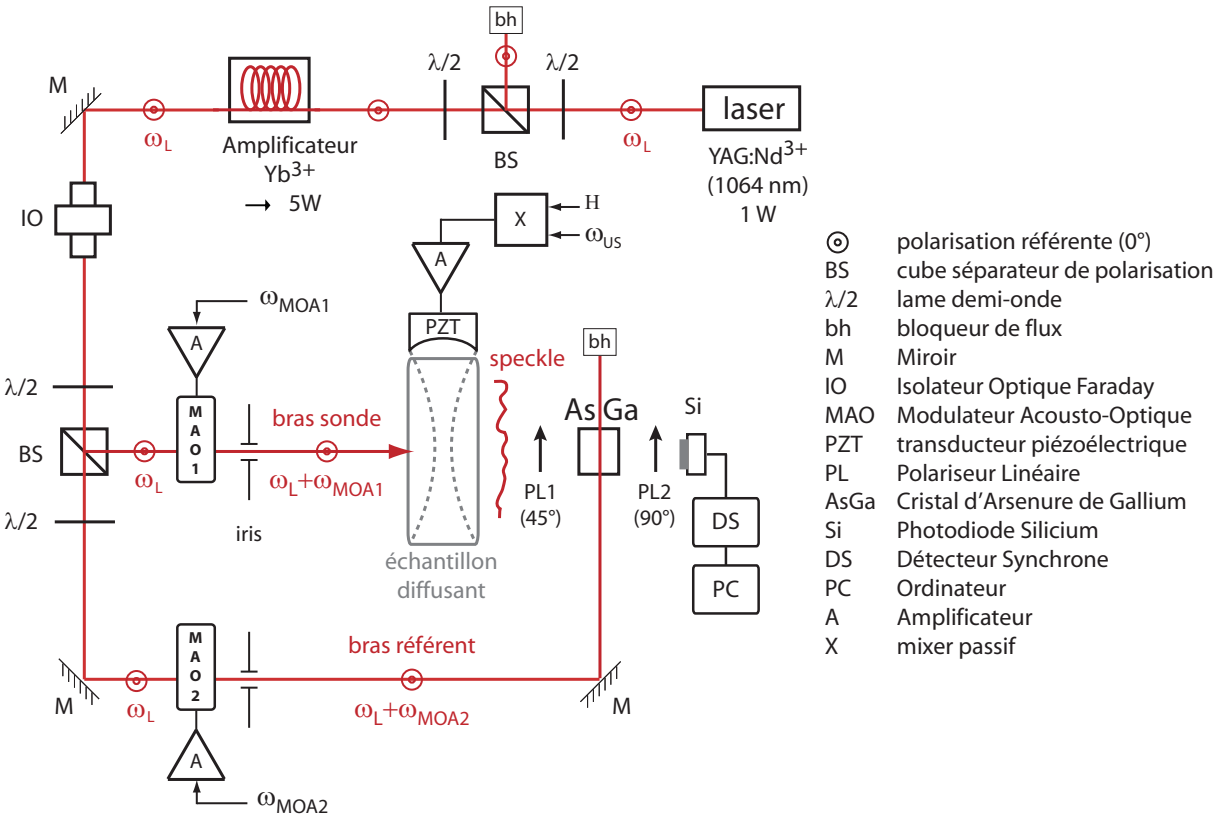


FIGURE 3.8: Le schéma du montage expérimental de l'imagerie acousto-optique par détection holographique photoréfractive.

La source lumineuse cohérente

L'imagerie acousto-optique suppose l'utilisation d'une source lumineuse cohérente. Nous avons utilisé un laser Nd :YAG (Nd :$Y_3Al_5O_{12}$) de chez Crystalaser, émettant un faisceau de $1W$ de puissance à la longueur d'onde $\lambda = 1064nm$. Ce faisceau est amplifié par un amplificateur à fibre monomode dopée Yb^{3+}de chez Keopsys, pouvant délivrer une puissance maximale de $5W$.

L'amplificateur utilisé ne supportant pas une puissance injectée supérieure à $300mW$, cette dernière est ajustée par l'utilisation d'un cube séparateur de polarisation (BS) entre deux lames demi-onde ($\lambda/2$).

La mise en place expérimentale de l'amplificateur ne pose pas en soi de réelles difficultés, mais nécessite le soin nécessaire à toute injection de faisceau dans une fibre monomode. Son bon fonctionnement suppose par contre la prise de quelques précautions. L'amplificateur est en effet très sensible aux retours de lumière dans la fibre. Même en prenant soin de limiter au possible les réflections parasites tout au long du montage, la source ainsi amplifiée n'est pas forcément stable. L'utilisation d'un isolateur optique de Faraday (IO) a finalement permis d'isoler proprement la sortie de la fibre du reste du montage.

Les figures 3.9 et 3.10 rapportent les évolutions temporelles de l'intensité lumineuse avant l'amplificateur à fibre - autrement dit au niveau du laser Nd :YAG - et après l'amplificateur à fibre, respectivement avant et après la mise en place de l'isolateur optique. Sur la figure 3.9, nous constatons que l'intensité lumineuse en sortie de l'amplificateur non isolé peut varier de près de 70% en moins de 10 minutes. La figure 3.10 nous montre que l'isolateur optique a fortement limité ces variations.

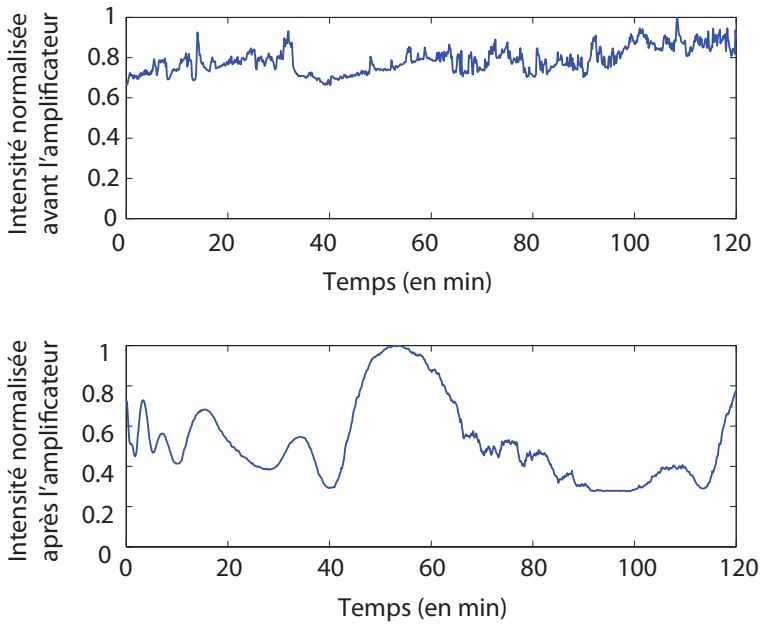


FIGURE 3.9: L'évolution temporelle de l'intensité lumineuse avant et apres l'amplificateur à fibre, avant la mise en place de l'isolateur optique.

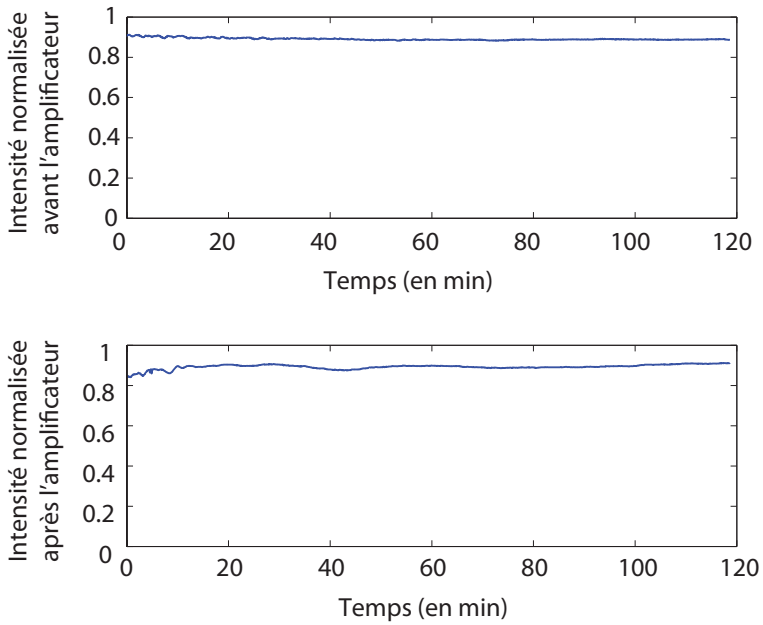


FIGURE 3.10: L'évolution temporelle de l'intensité lumineuse avant et apres l'amplificateur à fibre, après la mise en place de l'isolateur optique.

L'excitation acoustique ultrasonore

Pour permettre l'imagerie acousto-optique, l'échantillon diffusant est parcouru par une onde acoustique ultrasonore. Cette onde est engendrée par un transducteur piézo-électrique (PZT), plongé dans la cuve d'eau contenant l'échantillon. J'ai utilisé un transducteur Panametrics A395S, de focale f_{US}=75mm et de fréquence nominale $\nu_{c_{US}}$=2,3 MHz.

La génération du signal d'excitation de ce transducteur est permise par 2 générateurs de fonctions arbitraires Agilent 33220A. Le premier génère la porteuse ultrasonore à sa fréquence nominale $\nu_{c_{US}}$ et le second la modulation en amplitude ou en phase nécessaire à l'imagerie acousto-optique. Le mélange de ces deux signaux est assuré par un mélangeur passif ZAD-1H de chez Mini-Circuits. Ce signal est ensuite amplifié par un amplificateur de puissance SCO ALP6080.

En régime d'imagerie, le PZT est déplacé latéralement par une platine de translation linéaire motorisée pas à pas M-ILS150PP de chez Newport, contrôlée par un contrôleur de platines motorisées ESP300 du même constructeur. Ce déplacement permet de translater la colonne acoustique au sein de l'échantillon diffusant afin d'effectuer l'imagerie du milieu.

La génération des bras optiques hétérodynes

La détection interférentielle suppose la génération de deux bras optiques, l'un appelé « bras sonde » injecté dans l'échantillon diffusant, et l'autre appelé « bras référent » qui constitue le faisceau référent du montage interférentiel. Le faisceau laser est ainsi séparé en deux faisceaux par un cube séparateur de

polarisation (BS), et la répartition de la puissance lumineuse sur les deux bras est ajustée par une lame demi-onde ($\lambda/2$).

Le caractère hétérodyne du montage interférentiel est obtenu par l'utilisation de 2 modulateurs acousto-optiques MAO_1 et MAO_2, qui permettent de décaler fréquentiellement les deux bras optiques. Nous utilisons des modulateurs acousto-optiques de chez AA Opto-Electronic, de fréquence nominale $\nu_{c_{MAO}}$=80MHz fonctionnant sur la plage spectrale 700-1100 nm.

Les signaux d'excitation des MAO sont engendrés par 2 générateurs de fonctions Agilent 33250A. L'amplification de ces signaux est permise par 2 amplificateurs de puissance ZHL-3A de chez Mini-circuits.

La détection interférentielle

La détection holographique est la caractéristique de notre détection interférentielle. Elle se base sur un cristal photoréfractif d'Arsenure de Gallium, AsGa, qui présente un bon compromis entre son temps de réponse - devant s'approcher de la milliseconde - et son gain photoréfractif. Le choix d'un tel cristal a été conforté par son obtention relativement aisée du fait de son utilisation courante dans l'industrie de la microélectronique.

La configuration ici présentée est la configuration orthogonale de diffraction anisotrope. La configuration orthogonale signifie que le faisceau référent entre selon une face orthogonale à l'entrée de la lumière diffusée provenant de l'échantillon. La configuration de diffraction anisotrope signifie que le faisceau diffracté par holographie possède une polarisation horizontale, soit orthogonale à la polarisation verticale du bras référent.

Cette configuration permet de maximiser l'étendue optique de la détection tout en coupant au niveau du détecteur la diffusion parasite du référent sur le cristal.

La détection électronique

La détection électronique est construite autour d'une photodiode Silicium de grande surface S2386-8K de chez Hamamatsu. Le courant photo-électrique engendré est converti en tension par l'utilisation d'un montage de transimpédance de valeur $R = 10M\Omega$. Le signal acousto-optique engendré est ensuite analysé par un détecteur synchrone 7260 DSP de chez EG&G, puis enregistré sous forme numérique via un ordinateur.

L'échantillon diffusant

Les échantillons diffusants consistent en une matrice gélifiée d'Agar Agar dans laquelle est diluée une solution diffusante d'intralipides calibrée [66]. La proportion d'Agar utilisée ne modifie pas les propriétés de diffusion lumineuse, mais simplement le module d'élasticité de l'échantillon. Au contraire, la concentration d'Intralipides détermine le coefficient de diffusion réduit de l'échantillon à la longueur d'onde optique utilisée . Des inclusions peuvent également être

insérées dans l'échantillon. Elles possèdent les mêmes propriétés de diffusion que le milieu, mais leur absorption est modifiée par addition d'encre noire absorbante [67]. L'échantillon diffusant est maintenu entre les parois d'une cuve de PMMA remplie d'eau.

3.4.2 La liste du matériel expérimental

La liste présente ci-dessous rappelle l'ensemble du matériel utilisé dans notre expérimentation d'imagerie acousto-optique par holographie photoréfractive.

- 1 laser Nd :YAG ($Nd : Y_3Al_5O_{12}$), CW, 1W, λ_L= 1064nm : Crystalaser IRCL-1W_1064S,
- 1 amplificateur à fibre dopée Yb^{3+}, CW, 5W : Keopsys KPS-BT2-SLM-YFA-50-PM-FA,
- 2 modulateurs acousto-optiques (MAO), $\nu_{c_{MAO}}$=80MHz, $\Delta\nu_{c_{MAO}} = 20$MHz, 700-1100 nm : AA Opto-Electronic AA.MT.80/B20/A1-IR,
- 1 cristal massif photoréfractif d'AsGa
- 2 polariseurs linéaires
- 2 amplificateurs de puissance large bande pour les MAO : Mini-circuits ZHL-3A,
- 1 isolateur optique Faraday : Isowave I-106-T5H,
- 1 platine de translation linéaire motorisée pas à pas : Newport M-ILS150PP
- 1 contrôleur de platines motorisées : Newport ESP300
- 1 transducteur piézo-électrique ultrasonore (PZT), f_{US}=75mm, $\nu_{c_{US}}$=2,3 MHz : Panametrics A395S
- 1 amplificateur de puissance pour le PZT : SCO ALP6080
- 2 générateurs de fonctions arbitraires, $\Delta\nu_{GF_1}$=80MHz : Agilent 33250A
- 2 générateurs de fonctions arbitraires, $\Delta\nu_{GF_2}$=20MHz : Agilent 33220A
- 1 mélangeur de signaux passif, ν_{mix} = 0.5 - 500 MHz : Mini-Circuits ZAD-1H
- 1 détecteur à base de photodiode Silicum de fabrication maison : Hamamatsu S2386-8K polarisée à -5V + transimpédance (TI OPA656, 10Mo) + bootstrap (BF862)
- 1 détecteur synchrone : EG&G 7260 DSP
- 1 ordinateur PC fixe avec une carte GPIB et une carte son grand public Creative Audigy 2

3.5 La dépendance au flux lumineux

Dans cette section, nous allons rapporter les premières vérifications du bon fonctionnement du montage expérimental. Ces vérifications s'appuient sur deux propriétés du signal acousto-optique collecté sur le monocapteur de notre expérimentation : sa linéarité au flux lumineux injecté dans l'échantillon et sa linéarité au flux acoustique émis.

3.5.1 La dépendance au flux lumineux injecté

La figure 3.11 rapporte l'évolution du signal-acousto-optique selon le flux lumineux injecté dans l'échantillon. Les mesures expérimentales, rapportées en bleu, montre que le signal évolue bien linéairement avec la puissance lumineuse injectée.

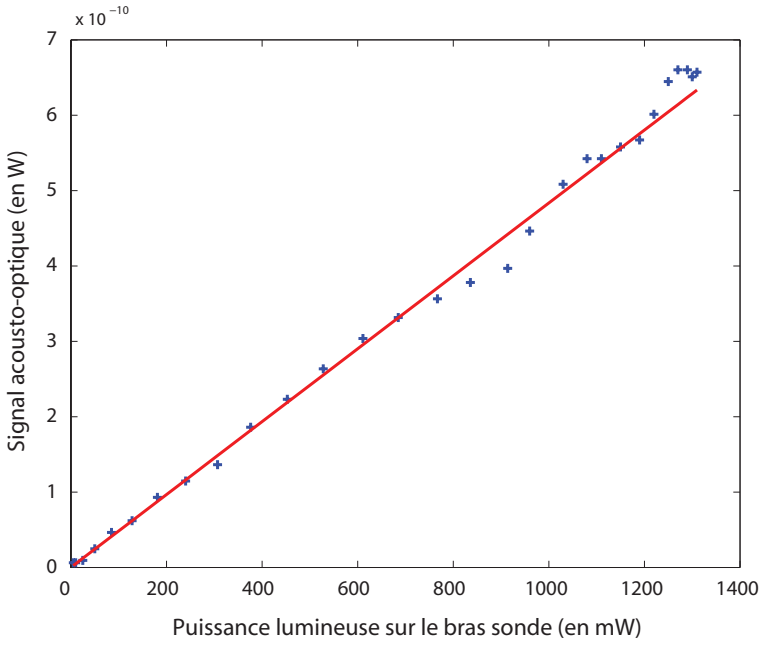


FIGURE 3.11: L'évolution du signal acousto-optique selon la puissance lumineuse injectée dans le milieu diffusant

3.5.2 La dépendance au flux acoustique émis

La figure 3.12 rapporte l'évolution du signal-acousto-optique selon la pression acoustique mesurée au foyer du faisceau acoustique. Les mesures expérimentales suivent l'ajustement théorique proposé aux bas flux acoustiques , correspondant à une surpression acoustique P_{US} au foyer $P_{US} \leq 1.5MPa$. Cet ajustement consiste en la fonction quadratique définie selon

$$fit = b \cdot P^2, \tag{3.25}$$

avec $b = 1.0{\cdot}10^{-10} W.MPa^{-2}$. Pour des flux acoustiques plus importants, les mesures expérimentales diffèrent de l'ajustement quadratique. Cette évolution est à rapprocher du domaine de fonctionnement linéaire du PZT utilisé, qui se limite justement à $P_{US} \leq 1.5MPa$. Au-delà, le PZT sature et opère dans un domaine de fonctionnement non-linéaire.

Le signal acousto-optique évolue bien linéairement avec la puissance acoustique émise par le transducteur piézo-électrique PZT.

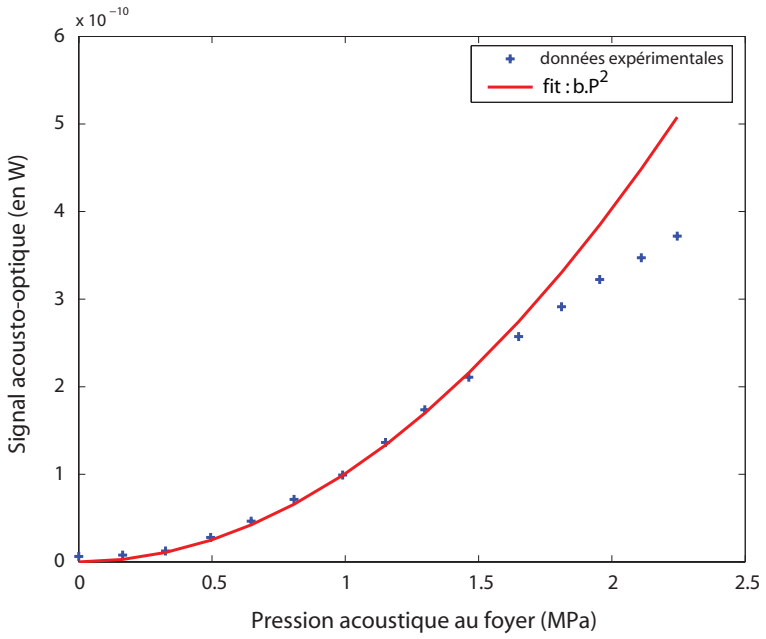


FIGURE 3.12: L'évolution du signal acousto-optique selon la pression acoustique au foyer

3.6 Des profils expérimentaux d'imagerie

Nous allons maintenant appliquer notre expérimentation à l'imagerie de milieux diffusants épais. Nous utilisons pour cela des échantillons de même surface $S = 6.5 \times 6.5cm^2$, de même épaisseur $L = 3cm$ et de même coefficient de diffusion $\mu_s' = 10cm^{-1}$. La détection interférométrique utilisée est basée sur une configuration photoréfractive copropageante avec diffraction anisotrope.

Le premier profil expérimental présenté est l'imagerie de l'échantillon diffusant sans inclusion, autrement dit de la densité de flux lumineux dans l'échantillon. Le deuxième profil est l'imagerie de l'échantillon diffusant avec une inclusion absorbante.

3.6.1 Un profil d'imagerie de la diffusion lumineuse

Les conditions expérimentales

Tous les paramètres pertinents de la configuration expérimentale sont détaillés sur la figure 3.13. Notons que l'injection lumineuse n'a pas été étendue en surface. Le maillage spatial du profil est obtenu par un déplacement du PZT selon un pas $\delta x = 0.5mm$ sur toute la largeur de l'échantillon.

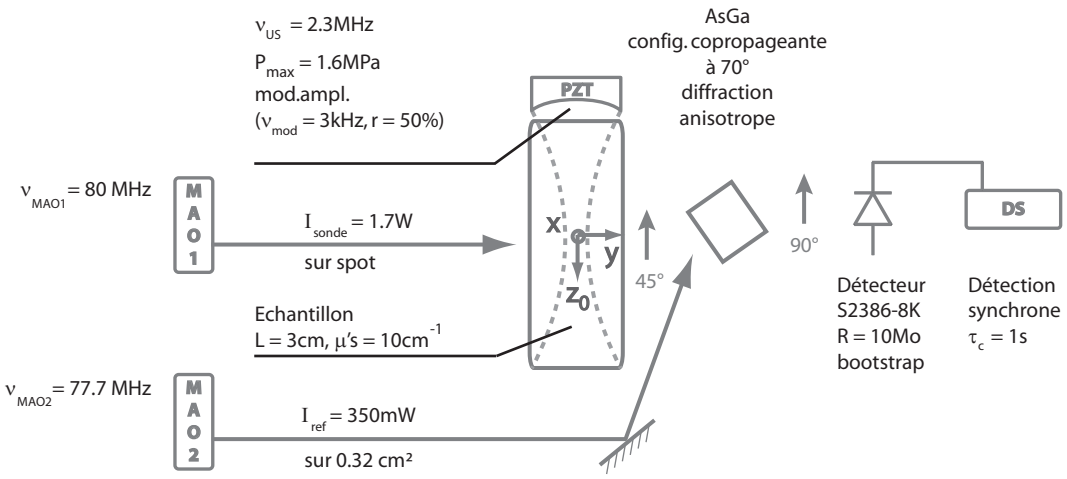


FIGURE 3.13: Les conditions expérimentales de l'imagerie acousto-optique d'un échantillon diffusant épais ($L = 3cm$, $\mu'_S = 10cm^{-1}$).

Les résultats expérimentaux

La figure 3.14 présente le profil expérimental obtenu, rapporté en bleu. L'ajustement théorique proposé, rapporté en rouge est la répartition théorique du flux lumineux dans l'échantillon diffusant, selon

$$I_{diff} = I_0 \frac{exp(-\mu_{eff} r)}{r}, \tag{3.26}$$

avec la variable ajustable $\mu_{eff} = 2.8cm^{-1}$. Cet ajustement théorique prend seulement en compte la densité de photons à la position de la colonne ultrasonore. En toute rigueur, cette fonction devrait être intégrée sur toute la colonne acoustique, et prendre également en compte l'atténuation par tansfert radiatif entre le point de la colonne acoustique considéré et le détecteur. L'ajustement retenu présente l'avantage d'exprimer la physique de diffusion rencontrée sans pour autant alourdir le formalisme. Notons que la valeur ajustable $\mu_{eff} = 2.8cm^{-1}$ est à rapporter à la valeur théorique $\mu_{eff} = \sqrt{3\mu_a(\mu'_s + \mu_a)} \simeq 2.1cm^{-1}$.

Le profil expérimental montre une répartition lumineuse non uniforme dans l'échantillon. Cette répartition en "cône de diffusion", est relativement bien ajustée par la répartition lumineuse théorique du flux lumineux dans l'échantillon.

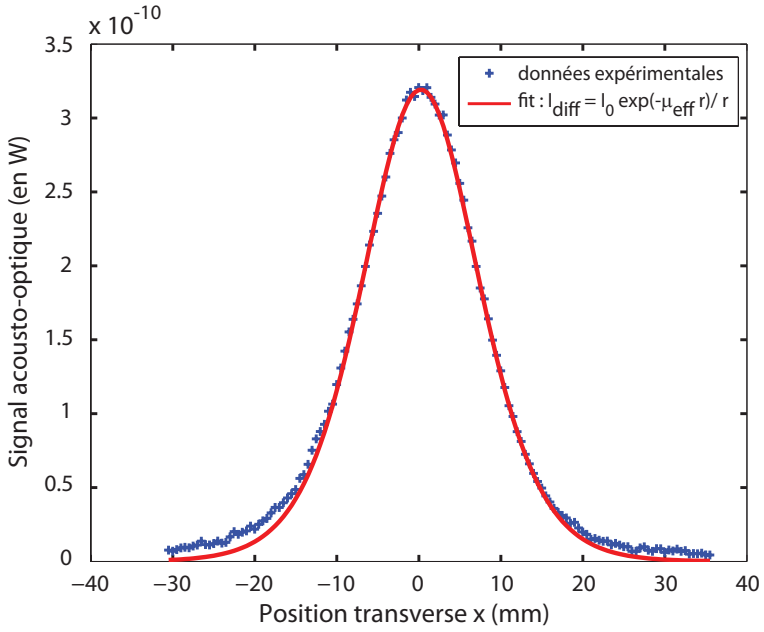


FIGURE 3.14: Profil d'image acousto-optique selon l'axe (Ox) compris dans le plan de coupe à mi-épaisseur d'un échantillon diffusant épais ($L = 3cm$, $\mu'_S = 10cm^{-1}$).

3.6.2 Un profil d'imagerie d'une inclusion absorbante

Nous considérons maintenant un échantillon avec une inclusion absorbante cylindrique de 3mm de diamètre.

Les conditions expérimentales

L'échantillon présente une inclusion absorbante cylindrique de 3mm de diamètre et de 5mm de longueur en son centre. L'injection lumineuse présente une puissance $I_{sonde} = 1W$ sur $1cm^2$. Le temps d'intégration à la détection synchrone τ_c vaut 100ms. Tous les paramètres pertinents de la configuration expérimentale sont détaillés sur la figure 3.15.

Les résultats expérimentaux

La figure 3.16 présente le profil expérimental obtenu, rapporté en bleu, et l'ajustement théorique proposé, rapporté en rouge. L'ajustement théorique repose sur la même répartition théorique du flux lumineux que précédément, en tentant compte en plus de la répartition spatiale gaussienne de l'injection lumineuse dans l'échantillon. L'ajustement proposé correspond à la variable ajustable $\mu_{eff} = 2.2cm^{-1}$. Cette valeur est toujours à rapporter à la valeur théorique $\mu_{eff} = \sqrt{3\mu_a(\mu'_s + \mu_a)} \simeq 2.1cm^{-1}$.

La figure 3.17 présente la différence entre les données expérimentales et la courbe théorique. La signature de l'inclusion absorbante est caractérisée par une largeur à mi hauteur $\Delta x_{1/2} = 7mm$. Cette valeur est à rapporter

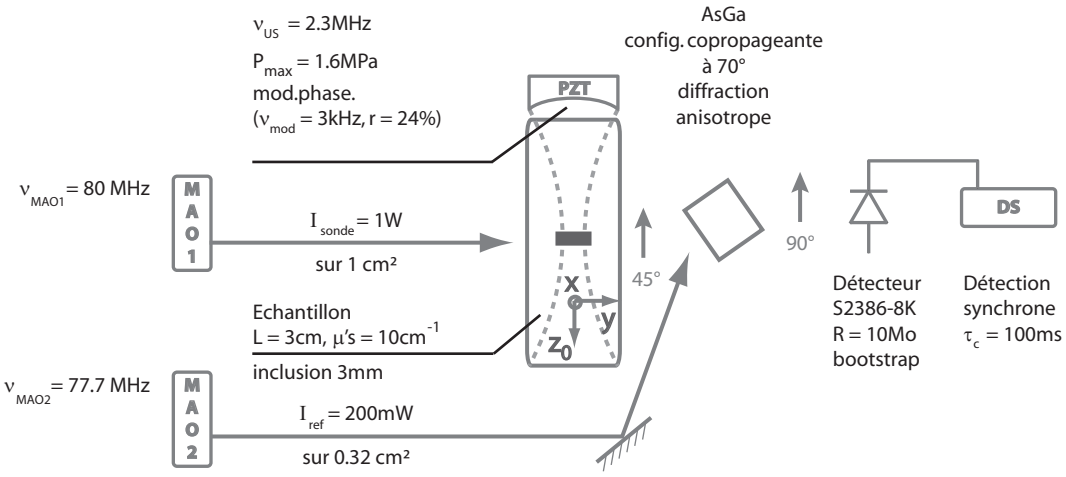


FIGURE 3.15: Les conditions expérimentales de l'imagerie acousto-optique d'un échantillon diffusant épais ($L = 3cm$, $\mu'_S = 10cm^{-1}$) possédant 1 inclusion absorbante de 3mm de diamètre.

au diamètre de l'inclusion absorbante égale à 3mm et à la résolution transverse de l'imagerie, correspondant à l'étendue spatiale du foyer acoustique $r_{US,tr} = 1.2mm$. Cette valeur peut par conséquent sembler élevée, mais deux autres points sont également à prendre en considération. Le premier est que l'étendue transverse du faisceau ultrasonore n'est pas uniforme le long de son axe de propagation : nous utilisons un faisceau acoustique focalisé et nous ne connaissons pas précisément la position de l'inclusion absorbante vis à vis de ce foyer. Le deuxième point est lié à l'échantillon diffusant lui-même. Il s'avère que ce profil a été obtenu après plusieurs jours d'utilisation du même échantillon diffusant, et il est possible que l'encre noire utilisée pour l'inclusion absorbante ait commencé à diffuser dans l'échantillon.

Notons que l'inclusion absorbante implique ici un contraste relativement faible : le signal acousto-optique ne s'annnule pas au niveau de l'inclusion. Ceci s'explique par le fait que le marquage acousto-optique s'effectue sur toute l'étendue de la colonne acoustique. L'inclusion absorbante, de diamètre égal à 3mm, ne diminue ainsi que légèrement le signal acousto-optique détecté. Ceci met en évidence l'absence de résolution le long de la colonne ultrasonore de notre expérimentation d'imagerie acousto-optique telle que présentée dans cette section.

3.7 Une synthèse

Dans ce chapitre a été présentée notre expérimentation d'imagerie acousto-optique. La particularité de cette expérimentation est principalement sa détection par holographie dynamique. Pour ce faire, l'utilisation d'un mélange à deux ondes dans un cristal photoréfractif permet d'inscrire l'interférogramme des photons marqués par interaction acousto-optique. Les avantages de cette

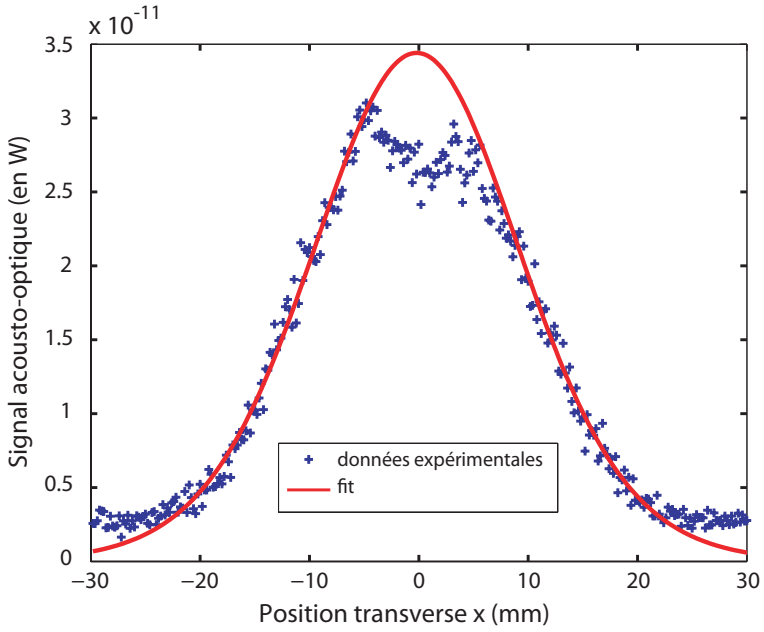


FIGURE 3.16: Profil d'imagerie acousto-optique selon l'axe (Ox) compris dans le plan de coupe à mi-épaisseur d'un échantillon diffusant épais ($L = 3cm$, $\mu'_S = 10cm^{-1}$) possédant 1 inclusion absorbante (de diamètre 3mm).

détection en imagerie acousto-optique sont principalement sa bonne étendue optique et sa bonne bande passante potentiellement compatible avec la décorrélation des échantillons biologiques épais.

La description de notre montage expérimental à proprement dit a ensuite précisé les moyens matériels mis en jeu. L'expérimentation suppose l'utilisation d'une source laser cohérente séparés en deux bras optiques - le bras référent et le bras sonde - sur chacun desquels est disposé un modulateur acousto-optique. La détection photoréfractive est disposée en sortie de l'échantillon diffusant. Un monocapteur de grande surface est placé en sortie du cristal et est relié à une détection synchrone.

Le bon fonctionnement de cette expérimentation a ensuite été mis en évidence expérimentalement par la dépendance linéaire du signal acousto-optique aux flux lumineux injecté et au flux acoustique émis. Cette vérification permet de valider l'utilisation de notre expérimentation pour une cartographie d'absorption optique de milieux diffusants épais.

Un profil expérimental d'un milieu diffusant épais sans inclusion absorbante a par la suite montré le bon fonctionnement de l'expérimentation en condition d'imagerie. Le profil expérimental d'un milieu diffusant avec une inclusion absorbante de 3mm de diamètre a ensuite été effectué.

Cependant, l'absence de résolution le long de la colonne ultrasonore - que j'appelle résolution axiale - implique un contraste relativement faible et l'impossibilité d'effectuer une imagerie résolue axialement de l'échantillon. Pour obtenir une telle image, une technique de résolution axiale est nécessaire. Nous avons développé une telle technique dans le cadre de ma thèse, que nous nom-

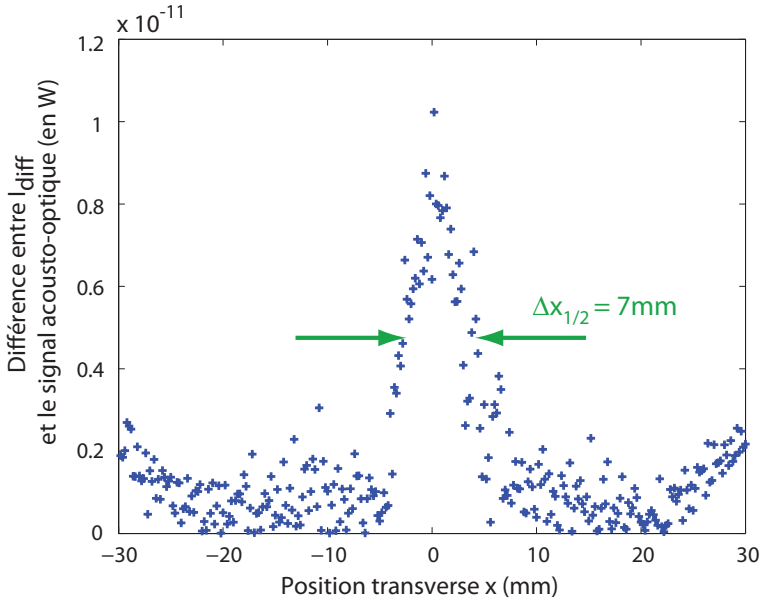


FIGURE 3.17: Différence entre le profil expérimental et l'ajustement théorique correspondant à l'imagerie acousto-optique selon l'axe (Ox) compris dans le plan de coupe à mi-épaisseur d'un échantillon diffusant épais ($L = 3cm$, $\mu'_S = 10cm^{-1}$) possédant 1 inclusion absorbante (de diamètre 3mm), présentée sur la figure 3.16.

mons la Tomographie Acousto-Optique Cohérente, qui fait l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 4

La Tomographie Acousto-Optique Cohérente

Obtenir une résolution axiale pour l'imagerie acousto-optique suppose de différencier les lieux du marquage acousto-optique. Pour ce faire, les recherches menées dans le domaine de l'imagerie acousto-optique ont déjà apporté des éléments de réponse à travers plusieurs techniques, qui se basent sur des régimes d'excitation ultrasonore continue ou impulsionnelle. Dans la première section de ce chapitre, seront exposées les principales techniques déjà élaborées. A la suite de cela sera présentée, dans la deuxième section, la nouvelle approche que nous proposons et que nous appelons la tomographie acousto-optique cohérente (TAOC). Nous verrons que cette technique se base sur la création d'une zone différenciée particulière, appelée zone de cohérence acousto-optique, qui s'appuie sur une modulation aléatoire de phases du bras acoustique et de l'un des bras optiques. La troisième section présentera une modélisation de la TAOC, appliquée à notre détection holographie photoréfractive. Dès lors, seront présentées les résultats expérimentaux. La quatrième section se chargera d'abord de présenter le montage expérimental. La cinquième section sera consacrée à la mise en évidence de la résolution axiale obtenue par la TAOC. La sixième et dernière section présentera des imageries expérimentales de milieux diffusants épais, résolues axialement.

4.1 Les techniques de résolution axiale existantes

En première idée, pour différencier les lieux de marquage acousto-optique, nous pouvons utiliser ou bien une différenciation du champ lumineux, ou bien une différenciation du champ acoustique. Mais, du fait de la diffusion, une

différenciation lumineuse locale sur une échelle millimétrique est difficilement envisageable. Il paraît donc plus naturel de modifier le champ acoustique. Parmi les techniques de résolution axiale déjà établies, toutes s'appuient donc principalement sur une particularisation de l'excitation acoustique. Certaines utilisent un régime d'émission ultrasonore continue, d'autres un régime d'émission ultrasonore impulsionnelle.

4.1.1 Les techniques à régime d'émission ultrasonore continue

Le régime d'émission ultrasonore continue est le régime utilisé jusqu'ici dans notre imagerie. Les techniques basées sur ce régime d'émission supposent une différenciation du champ acoustique par sa phase ou par son amplitude. Parmi elles, deux techniques d'approches très différentes sont présentées ici. La première s'appuie sur les non-linéarités du marquage acousto-optique. La seconde repose quant à elle sur un balayage fréquentiel de la phase acoustique, autrement dit une vobulation, également appelée technique de « chirp ». Bien entendu, l'utilisation du régime d'émission continue reste de manière générale incompatible avec les normes acoustiques biomédicales. Mais il est tout de même utile de s'intéresser à ces techniques, vu qu'elles sont toutes deux potentiellement compatibles avec notre montage d'holographie photoréfractive.

Utilisation de la réponse non-linéaire Cette première technique est sûrement la plus simple présentée, parce qu'elle ne nécessite aucune modification expérimentale. Selb et al.[68, 69] l'ont développé pour la détection synchrone multiplexée, mais elle est à priori applicable à notre holographie photoréfractive. Elle s'appuie sur les non linéarités de l'interaction acousto-optique, qui correspondent vraisemblablement aux harmoniques d'ordres supérieures de la modulation acousto-optique. Ces non-linéarités sont privilégiées dans la zone autour du point focal où la pression acoustique est la plus importante. La zone imagée reste cependant étendue. La résolution peut être accrue en augmentant la puissance ultrasonore émise, ou même en utilisant des harmoniques d'ordre plus élevé, mais la zone résolue présentera toujours une géométrie mal définie et peu contrôlable. De plus, l'utilisation d'harmoniques d'ordres supérieurs implique une baisse significative du signal. Du fait de ces limitations, nous n'avons pas retenu cette technique de résolution axiale.

La technique de chirp Un peu à la manière du gradient de champ magnétique qui engendre un gradient des fréquences de relaxation en imagerie par résonance magnétique, Wang et al. [70] ont proposé de vobuler la fréquence d'émission ultrasonore, tout en vobulant la fréquence de modulation de référence de leur photomultiplicateur. Par cette technique, la bande passante élevée du photomultiplicateur permet d'imager en plein champ la colonne ultrasonore, en faisant correspondre le domaine fréquentiel au domaine spatial. La mise en oeuvre de cette technique se limite par contre à l'étendue optique

d'un seul grain de speckle. De fait, son étendue est fortement limitée, et ne donne qu'un niveau de signal très faible pour l'imagerie de milieux diffusants. Pour lever cette limitation, Forget et al. [71] ont allié l'étendue optique d'une détection multiplexée au caractère plein champ de la première. Mais pour la caméra, la faible vitesse de montée de la vobulation et le temps d'intégration correspondant est tout à fait incompatible avec une imagerie de milieux décorrélants.

4.1.2 Les techniques à régime d'émission ultrasonore impulsionnelle

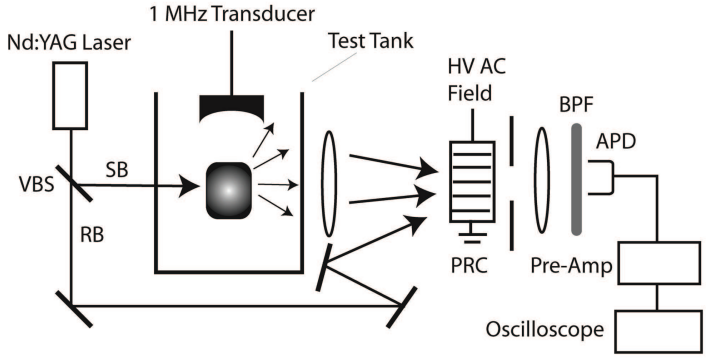
Les techniques en régime d'émission continue exposées ci-dessus sont intrinsèquement limitées par les normes acoustiques biomédicales. De toutes les façons, il faut utiliser un régime acoustique qui n'est pas continu ; comme le régime d'émission ultrasonore impulsionnelle déjà utilisé par différentes équipes de recherche. Les techniques d'impulsions supposent un train d'onde ultrasonore millimétrique et la présence d'au plus une impulsion dans la zone illuminée. Le premier point impose à la porteuse utilisée un train long de quelques longueurs d'onde. Le deuxième point impose un rapport cyclique maximal égal au rapport entre la résolution spatiale souhaitée et la taille de l'échantillon. Il est typiquement de quelques pour cents pour une fréquence de répétition de quelques dizaines de kilohertz (5% pour un échantillon de 5cm avec une résolution de 2.5mm et avec une répétition de 30kHz). Parmi les différentes méthodes existantes, les deux méthodes qui suivent sont de conception très différentes. La première s'appuie sur un fenêtrage temporel pour figer la propagation acoustique sur la bande passante étroite d'un montage caméra, et je l'appelle à ce titre la technique « stroboscopique ». La deuxième utilise une détection dont la bande passante élevée permet de résoudre directement en continu un déplacement millimétrique de l'onde ultrasonore, et que j'appelle à ce titre la technique « temps réel ».

La technique « stroboscopique » La technique stroboscopique a été mise en oeuvre par Atlan et al.[72, 73] sur un montage d'holographie numérique, dont la bande passante ne permettait pas de suivre directement la propagation de l'impulsion ultrasonore dans le milieu. Cette technique consiste à émettre une impulsion ultrasonore, puis une impulsion lumineuse avec un retard donné. Ce retard correspond au temps de propagation acoustique du transducteur piézo-électrique (PZT) jusqu'à la zone imagée, et permet de construire une imagerie point par point.

L'inconvénient de cette technique est la faiblesse du rapport cyclique qui implique une perte de temps conséquente. L'avantage qu'elle pourrait tout de même présenter est la possibilité d'augmenter la puissance lumineuse instantanée sur la durée de l'impulsion, tout en restant dans les normes optiques biomédicales. Nous verrons par la suite comment nous pensons tirer partie de cela.

La technique « temps réel » La technique que j'appelle « temps réel », proposée par Murray et al.[74], s'appuie sur une technique d'holographie photoréfractive associée à des impulsions ultrasonores de train d'onde millimétrique. Le montage expérimental correspondant est présenté sur la figure 4.1. Ce qui la différencie de notre imagerie est le montage interférentiel qui est homodyne , et la détection à base de photodiode à avalanche qui présente une bande passante beaucoup plus étendue, typiquement de quelques Mégahertz. Le cristal photoréfractif utilisé est un crisatl de BSO sous fort champ alternatif, donnant un temps de réponse de $150ms$. Le caractère homodyne permet à l'effet photoréfractif de se bâtir sur l'interférogramme entre le bras référent et les photons non marqués ; et l'étendue de la bande passante permet de suivre l'évolution du signal acousto-optique sur une échelle de temps correspondant à une propagation millimétrique de l'impulsion ultrasonore, à savoir la microseconde. En effet, le signal acousto-optique s'écrit comme l'interférence entre le champ des photons marqués $\underline{E}_{NM}$ transmis à travers le cristal, et le champ diffracté par holographie photoréfractive $\underline{E}_{D,NM}$ qui lui est spatialement adapté, i.e. $\underline{E}_{NM} \cdot \underline{E}^*_{D,NM}$. Le champ diffracté $\underline{E}_{D,NM} \sim \langle \underline{E}_{NM} \rangle_{\tau_{PR}}$ varie de manière lente, sur le temps de réponse de l'holographie photoréfractive τ_{PR}. Le temps de propagation de l'impulsion dans le milieu étant bien inférieur au temps de réponse de l'holographie τ_{PR}, le champ diffracté $\underline{E}_{D,NM}$ est invariant dans le temps. Au contraire, le champ transmis $\underline{E}_{NM}$ évolue en temps réel. Le signal acousto-optique $\underline{E}_{NM} \cdot \langle \underline{E}_{NM} \rangle^*_{\tau_{PR}}$ suit donc les variations temporelles de $\underline{E}_{NM}$. Ainsi, avec une détection de bande passante étendue, le signal acousto-optique engendré par la propagation de l'impulsion ultrasonore dans le milieu diffusant donne accès à l'imagerie de l'absorption optique locale le long de la colonne acoustique. La résolution obtenue correspond à la longueur du train d'onde acoustique.

schéma tiré de "Detection of ultrasound-modulated photons in diffuse media using the photorefractive effect", Murray et al., Opt.Lett., 2004



Experimental setup for PRC-based detection of ultrasound-modulated optical signals: VBS, variable beam splitter; RB, reference beam; SB, signal beam; BPF, optical bandpass filter; HV, high-voltage; APD, avalanche photodiode.

FIGURE 4.1: Schéma de l'expérimentation « temps réel »[74]

L'avantage de cette technique est qu'elle permet d'imager toute la colonne ultrasonore en une seule passe, même si le niveau de signal obtenu oblige d'effectuer plusieurs tirs pour augmenter le rapport signal/bruit. Un autre avantage est qu'elle permet facilement de rentrer dans les normes acoustiques biomédicales du fait de sa puissance acoustique moyennée réduite. L'inconvénient est par contre l'utilisation d'une photodiode à avalanche, qui constitue pourtant le meilleur compromis entre la taille et la bande passante souhaitées, et le bruit électronique admissible. Le bruit d'amplification de cette dernière implique en fait un bruit du courant photo-électrique amplifié supérieur au bruit poissonnien correspondant. Une telle détection limite donc intrinsèquement le rapport signal/bruit potentiel de l'expérimentation. Elle suppose également une chaîne d'acquisition de bande passante supérieure ou égale au mégahertz.

4.1.3 Une synthèse sur les techniques de résolution axiales existantes

Les techniques de résolution axiale élaborées jusqu'ici par les groupes de recherche sur l'imagerie acousto-optique des milieux diffusants épais présentent chacune certaines limitations. Toutes les méthodes utilisant un régime d'émission ultrasonore purement continue souffrent intrinsèquement d'un défaut majeur : elles ne permettent pas de suivre les normes acoustiques biomédicales à cause de la puissance moyenne acoustique émise très élevée. Le domaine fréquentiel basses fréquences utilisé pour la détection permet par contre d'utiliser des capteurs dont le bruit dominant est le bruit physique de notre expérimentation, à savoir le bruit poissonnien des photons également appelé bruit de Schottky. Toutes les méthodes utilisant un régime d'émission ultrasonore impulsionnelle permettent quant à elles d'obtenir la résolution axiale millimétrique attendue tout en rentrant dans les normes acoustiques biomédicales. L'utilisation d'une détection à bande passante étendue amène cependant un bruit de détection intrinsèque limitant. Malgré cela, la technique « temps réel » me semble toutefois être pour le moment la technique la plus aboutie et donnant les meilleurs résultats.

L'approche que nous proposons essaye de combiner l'avantage de ces deux approches, à savoir utiliser des impulsions acoustiques pour rendre l'imagerie conforme aux normes médicales, et utiliser un domaine fréquentiel basses fréquences pour que la détection soit expérimentalement limitée par le bruit physique « ultime ». Comme nous le verrons au chapitre 5, les normes médicales imposent une durée d'impulsion inférieure ou de l'ordre à la milliseconde. Ainsi, nous envisageons d'utiliser une nouvelle technique qui permettrait d'obtenir une résolution millimétrique tout en s'appuyant sur un train d'onde acoustique de l'ordre du mètre. Pour cela, nous avons développé la Tomographie Acousto-Optique Cohérente (TAOC). Cette nouvelle technique est intrinsèquement de régime d'émission ultrasonore continue, et s'appuie sur une modification des phases acoustique et optique pour créer une zone de cohérence acousto-optique, qui constitue la zone d'imagerie.

4.2 Le principe de la TAOC

La Tomographie Acousto-Optique Cohérente (TAOC) repose sur la combinaison d'une modulation aléatoire de phases de l'excitation ultrasonore et de la même modulation aléatoire de phases sur l'un des bras optiques (le bras sonde ou le bras référent), notées respectivement $e^{j\psi_{US}(t)}$ et $e^{j\psi_P(t)}$. Seul un retard temporel θ est imposé sur le bras optique de sorte que

$$\psi_P(t) = \psi_{US}(t - \theta) \tag{4.1}$$

dans le cas du bras référent modulé, ou

$$\psi_P(t) = -\psi_{US}(t - \theta) \tag{4.2}$$

dans le cas du bras sonde modulé. La technique nécessite que le temps caractéristique de cette modulation T_ϕ, à savoir sa cohérence temporelle, soit très inférieur au temps de réponse de l'holographie photoréfractive, soit

$$T_\phi \ll \tau_{PR} \tag{4.3}$$

En pratique, nous utilisons une séquence de phases aléatoires ψ_{US} égales à 0 ou π également répartie entre ces deux valeurs, le tirage aléatoire de phase 0 ou π étant effectué à T_ϕ constant.

La figure 4.2 illustre la propagation des états de phase de modulation pour une modulatoire alétaoire ψ_{US} et ψ_P suivant une suite d'états de phases $\{\phi_i\} = 0, \pi$. Notons qu'il n'existe globalement qu'un seul état de phase optique dans le cristal photoréfractif (PR), alors qu'il peut exister plusieurs états de phases acoustiques présents au même moment dans la zone illuminée. Par conséquent, seule la zone d'abscisse

$$z_0 = c_{US} \times \theta \tag{4.4}$$

et d'étendue

$$\Delta z = c_{US} \times T_\phi \tag{4.5}$$

présente toujours un état de phase de modulation identique à celui du faisceau référent dans le cristal photoréfractif. Au contraire, toutes les autres zones d'abscisses $z \neq z_0$ présentent des états de phases différents.

Sur le temps de réponse de l'holographie photoréfractive τ_{PR}, la modulation aléatoire des ultrasons est donc temporellement cohérente au faisceau référent en z_0, alors que les modulations aux autres points d'imagerie $z \neq z_0$ sont incohérentes. Par conséquent, l'holographie photoréfractive ne peut imager que les photons marqués par les ultrasons provenant de la zone centrée sur z_0 et d'étendue Δz. Cette technique de TAOC permet ainsi de n'imager qu'une zone sélectionnée en z, appelée zone de cohérence acousto-optique.

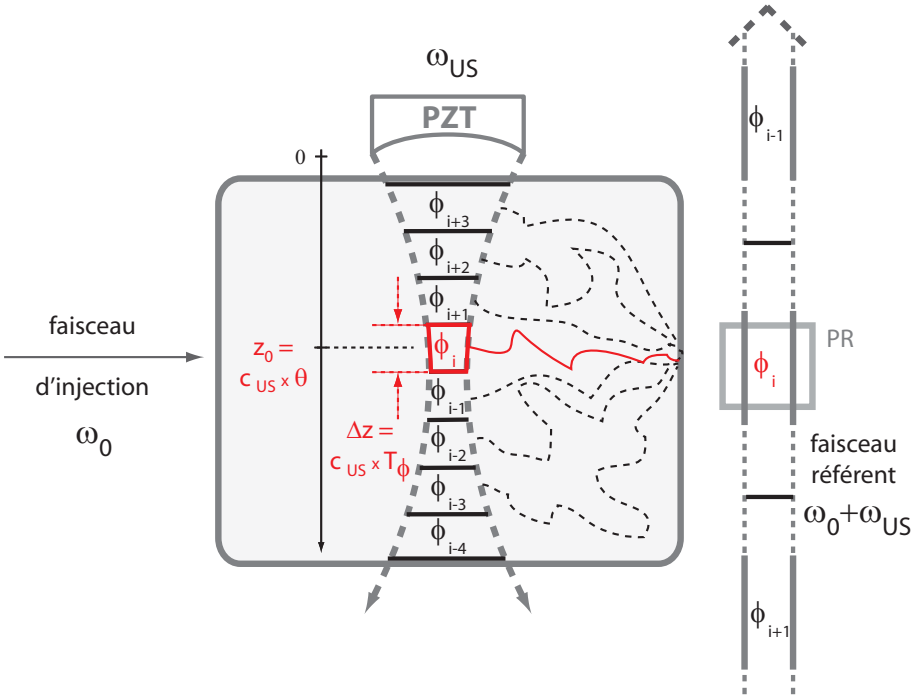


FIGURE 4.2: Schéma de principe de la TAOC. Le bras acoustique et l'un des bras optique (ici le bras référent) sont modulés par une même suite de phases aléatoires $\phi_i = 0, \pi$. Un retard temporel θ sur le bras optique permet de sélectionner une zone de cohérence temporelle centrée en $z_0 = c_{US}\theta$ et d'étendue $\Delta z = c_{US}T_\phi$.

4.3 La modélisation de la TAOC par détection holographique photoréfractive

Cette section expose la modélisation de la TAOC avec détection holographique photoréfractive. Elle s'inspire directement de la modélisation déjà effectuée pour notre expérimentation d'imagerie acousto-optique par détection holographique photoréfractive [18]. La modélisation ici présentée consiste en fait en une généralisation de cette dernière en prenant compte des modulations des bras d'excitation propres à la TAOC.

Nous devons ici prendre en compte la modulation acousto-optique locale, au niveau de chaque diffuseur. Nous allons pour cela écrire le champ des photons marqués en sortie de l'échantillon sans résolution axiale, donc sans la technique de TAOC. Pour simplifier les expressions, je ferai rapidement une approximation de faible modulation, qui nous permettra de ne garder que les ordres premiers de modulation. Je négligerai ainsi toutes les composantes harmoniques d'ordre supérieur à un. Ensuite, je compléterai la modélisation ainsi modifiée par la modulation aléatoire nécessaire à la TAOC, et j'exposerai les principales caractéristiques du signal ainsi résolu.

Du point de vue des notations, nous noterons dans la première partie E_P

et E_S respectivement les champs entrant et sortant de l'échantillon diffusant. Dans la seconde partie, la prise en compte des modulations aléatoires amènera les champs E'_P et E'_S. Enfin, l'introduction de la modulation de phase asymétrique sur le bras acoustique, nécessaire à l'obtention du signal acousto-optique sur le monocapteur, amènera finalement les champs E''_P et E''_S.

4.3.1 La génération des "photons marqués"

Le champ lumineux diffusé

Notons E_P et E_S les champs respectifs entrant et sortant de l'échantillon. Plaçons-nous en un point (x, y) à la sortie de celui-ci. Nous considérons que E_S est une onde quasi monochromatique de pulsation ω_0. Nous pouvons alors introduire les amplitudes complexes $\underline{E}_P$ and $\underline{E}_S$ comme

$$E_P(t) = \Re\left\{\underline{E}_P \exp(j\omega_0 t)\right\} \tag{4.6}$$

$$E_S(t) = \Re\left\{\underline{E}_S \exp(j\omega_0 t)\right\} \tag{4.7}$$

où $\Re$ désigne la partie réelle.

Du fait de la diffusion dans l'échantillon, E_S provient de la superposition des champs $E_{S,l}$ diffusés selon plusieurs trajets optiques l partant du même plan d'injection ($z = 0$), autrement dit

$$E_S(t) = \sum_l E_{s,l}(t) = \Re\left\{\sum_l \; a \; \underline{E}_P \; \exp\left[j \; \omega_0 \left(t - \frac{s_l}{c}\right)\right]\right\} \tag{4.8}$$

où l est l'indice du trajet optique considéré et s_l le chemin optique correspondant. Pour simplifier la discussion, nous considérons ici que l'amplitude du champ a est identique pour tous les trajets. Tous les chemins optiques présentent un même poids $a\underline{E}_P$ mais diffèrent par leur facteur de phase $\exp(-j\ \omega_0 s_l/c) = \exp(-j\ 2\pi s_l/\lambda)$. Puisque les chemins optiques sont très grands devant la longueur d'onde optique λ, le terme $\exp(j2\pi s_l/\lambda)$ est aléatoire en l. Ceci implique la répartition spatiale tavelée du champ diffusé $\underline{E}_S$ en sortie de l'échantillon.

Le champ de pression ultrasonore

Appliquons maintenant une onde ultrasonore en régime d'émission continue par le transducteur piézo-électrique PZT. La tension d'excitation U_{PZT} du PZT s'écrit

$$U_{PZT}(t) = \Re\left\{\underline{U}_{PZT} \; \exp(j\omega_{US} t)\right\} \tag{4.9}$$

où $\underline{U}_{PZT}$ est l'amplitude complexe associée.

Comme rencontré expérimentalement, nous considérons un régime linéaire où la pression acoustique P_{US} est linéaire à la tension d'excitation U_{PZT}. Ainsi en tout point $\mathbf{r}$ de l'échantillon, nous avons

$$P_{US}(\mathbf{r},t) = A(\mathbf{r})\; U_{PZT}\left(t - z/c_{US}\right) \tag{4.10}$$

où c_{US} est la vitesse du son dans le milieu, et $\frac{z}{c_{US}}$ le retard temporel entre le point d'émission et la zone spatiale d'abscisse z considéré. Nous pouvons également introduire l'amplitude complexe de la surpression $\underline{P}_{US}$, définie selon

$$P_{US}(\mathbf{r},t) = \Re\;\left\{\underline{P}_{US}(\mathbf{r})\;\exp\left(j\omega_{US}t\right)\right\} \tag{4.11}$$

à savoir

$$\underline{P}_{US}(\mathbf{r}) = A(\mathbf{r})\;\underline{U}_{PZT}\;\exp\left(\frac{-j\omega_{US}z}{c_{US}}\right) \tag{4.12}$$

Le champ de pression $\underline{P}_{US}$ varie de manière quasi-périodique suivant l'axe de propagation ultrasonore, avec pour échelle caractéristique la longueur d'onde dans le milieu $\lambda_{US} = 2\pi^{c_{US}}/_{\omega_{US}}$.

La modulation acousto-optique

Du fait de la propagation ultrasonore dans le milieu, qui implique une vibration des diffuseurs et une modulation de l'indice de réfraction local, les chemins optiques s_l se trouvent modulés à la fréquence ultrasonore ω_{US}, selon

$$s_l(t) = s_{l,0} - \Re\left\{\underline{\delta s}_l\;\exp(j\omega_{US}\;t)\right\} \tag{4.13}$$

où $\underline{\delta s}_l$ est l'amplitude complexe associée. Compte tenu de l'équation 4.8, nous obtenons

$$E_S\left(t\right) = \Re\left\{\sum_l\;a\;\underline{E}_P\;\exp\left[j\;\omega_0\left(t - \frac{s_{l,0}}{c}\right)\right]\;\exp\left[j\;\frac{\omega_0}{c}\Re\left\{\underline{\delta s}_l\;\exp(j\omega_{US}\;t)\right\}\right]\right\} \tag{4.14}$$

Introduisons $\underline{\delta s}_{l,m}$ l'amplitude complexe de la contribution locale du diffuseur m à l'amplitude globale $\underline{\delta s}_l$ associée au trajet optique l. Nous pouvons écrire

$$\underline{\delta s}_l = \sum_m \underline{\delta s}_{l,m} \tag{4.15}$$

ce qui amène directement

$$E_S(t) = \Re\left\{\;a\;\sum_l\;\underline{E}_P\;\exp\left[j\;\omega_0\left(t - \frac{s_{l,0}}{c}\right)\right]\;\exp\left[j\;\frac{\omega_0}{c}\sum_m \Re\left[\;\underline{\delta s}_{l,m}\exp(j\omega_{US}t)\right]\right]\right\} \tag{4.16}$$

Le champ diffusé en sortie de l'échantillon $E_S(t)$ se trouve modulé par la propagation de l'onde ultrasonore de pulsation ω_{US} dans le milieu diffusant.

Le "marquage" des photons diffusés

Rappelons que l'amplitude de vibration acoustique est bien inférieure à la longueur d'onde optique $\lambda = 2\pi c/\omega_0$. Nous pouvons alors faire l'hypothèse de faible taux de modulation acousto-optique en considérant

$$\frac{\omega_0}{c} \sum_m \Re\left\{\underline{\delta s}_{l,m} \exp(j\omega_{US}t)\right\} \ll 1 \tag{4.17}$$

ce qui amène

$$\exp\left[j\ \frac{\omega_0}{c} \sum_m \Re\left\{\underline{\delta s}_{l,m} \exp(j\omega_{US}t)\right\}\right] \simeq 1 + j\ \frac{\omega_0}{c} \sum_m \Re\left\{\underline{\delta s}_{l,m} \exp(j\omega_{US}t)\right\} \tag{4.18}$$

Le champ diffusé $E_S(t)$ s'écrit alors

$$\begin{aligned} E_S(t) &= \Re\left\{ a \sum_l \underline{E}_P \exp\left[j\ \omega_0 \left(t - \frac{s_{l,0}}{c}\right)\right]\right\} \\ &\quad + \Re\left\{a \sum_l \underline{E}_P \exp\left[j\ \omega_0 \left(t - \frac{s_{l,0}}{c}\right)\right]\right. \\ &\quad \left. \times j\ \frac{\omega_0}{c} \sum_m \Re\left\{\underline{\delta s}_{l,m} \exp(j\omega_{US}t)\right\}\right\} \end{aligned} \tag{4.19}$$

Introduisons $E_{S,\omega_0}(t)$ le champ non modulé défini selon

$$E_{S,\omega_0}(t) = \Re\left\{ a \sum_l \underline{E}_P \exp\left[j\ \omega_0 \left(t - \frac{s_{l,0}}{c}\right)\right]\right\} \tag{4.20}$$

Le champ modulé s'écrit alors

$$E_S(t) - E_{S,\omega_0}(t) = \Re\left\{ a\underline{E}_P\ e^{j\omega_0 t} \sum_{l,m} \left[j\frac{\omega_0}{c} \exp\left(-\frac{j\omega_0 s_{l,0}}{c}\right)\ \Re\left\{\ \underline{\delta s}_{l,m} e^{j\omega_{US}t}\ \right\}\right]\right\} \tag{4.21}$$

Le champ diffusé $E_S(t)$ se trouve être la somme de la composante principale $E_{S,\omega_0}(t)$ à la fréquence ω_0, et de deux composantes latérales $E_{S,\omega_{\pm 1}}(t)$ aux fréquences respectives $\omega_{\pm 1} = \omega_O \pm \omega_{US}$, soit

$$E_S(t) = E_{S,\omega_0}(t) + E_{S,\omega_1}(t) + E_{S,\omega_{-1}}(t) \tag{4.22}$$

avec

$$E_{S,\omega_0}(t) = \Re\ \left\{\underline{E}_{S,\omega_0} \exp(j\omega_0 t)\right\} \tag{4.23}$$

$$E_{S,\omega_{\pm 1}}(t) = \Re\ \left\{\underline{E}_{S,\omega_{\pm 1}} \exp(j\omega_{\pm 1} t)\right\} \tag{4.24}$$

Pour séparer la contribution de chacune de ces composantes, nous pouvons écrire $\underline{\delta s}_{l,m}$ en notation complexe comme

$$\underline{\delta s}_{l,m} = \beta_{l,m} e^{j\phi_{l,m}} \tag{4.25}$$

où $\beta_{l,m}$ et $\phi_{l,m}$ sont respectivement le module et la phase complexe de $\underline{\delta s}_{l,m}$ définis selon

$$\beta_{l,m} = |\underline{\delta s}_{l,m}| \tag{4.26}$$

$$\phi_{l,m} = \arg(\underline{\delta s}_{l,m}) \tag{4.27}$$

Notons que quelque soit l'effet physique à l'origine de cette perturbation - déplacement des diffuseurs ou modulation de l'indice de réfraction, tous deux sous l'effet de l'onde acoustique - , le module $\beta_{l,m}$ est directement lié à la pression acoustique $P_{US}(\mathbf{r}_{l,m})$ présente à la position $\mathbf{r}_{l,m}$ du diffuseur.

Nous pouvons ensuite écrire la composante modulée du champ diffusé selon

$$\begin{aligned} E_{S,\omega_1}(t) + E_{S,\omega_{-1}}(t) \;=\; \Re\Bigg\{ a\underline{E}_P\, e^{j\omega_0 t} \sum_{l,m} \Bigg[j\frac{2\pi\beta_{l,m}}{\lambda}\, \exp(-j\frac{2\pi s_{l,0}}{\lambda}) \\ \times \Big[\exp(j\phi_{l,m})\, e^{\,j\omega_{US}t} + c.c.\Big]\,\Bigg]\Bigg\} \end{aligned} \tag{4.28}$$

où *c.c.* désigne le complexe conjugué. Nous pouvons alors écrire pour chaque bande latérale.

$$E_{S,\omega_{\pm 1}}(t) = \Re\left\{ a\underline{E}_P\, e^{j\omega_{\pm 1}t} \sum_l \left[j\, \exp(-j\frac{2\pi s_{l,0}}{\lambda}) \times \sum_m \left[\frac{2\pi\beta_{l,m}}{\lambda} \exp(\pm j\phi_{l,m}) \right] \right] \right\} \tag{4.29}$$

Nous pouvons également écrire leurs amplitudes complexes respectives $\underline{E}_{S,\omega_{\pm 1}}$ comme

$$\underline{E}_{S,\omega_{\pm 1}}(t) = a\underline{E}_P \sum_l \left[j\, \exp(-j\frac{2\pi s_{l,0}}{\lambda}) \times \sum_m \left[\frac{2\pi\beta_{l,m}}{\lambda} \exp(\pm j\phi_{l,m}) \right] \right] \tag{4.30}$$

La phase $\phi_{l,m}$ implique une cohérence partielle d'un événement de diffusion à un autre. Les phases $\phi_{l,m}$ associées à deux événements de diffusion m and m' sont corrélées suivant les positions des diffuseurs associés $\mathbf{r}_{l,m}$ et $\mathbf{r}_{l,m'}$, et selon l'effet physique à l'origine de la perturbation. Cette cohérence partielle nous permet d'utiliser la modulation acousto-optique en milieu diffusant. Cependant, tous les diffuseurs $\mathbf{r}_{l,m}$ présents dans la colonne acoustique contribuent au champ des photons marqués $\underline{E}_{S,\omega_{\pm 1}}(t)$. Sur la colonne acoustique, l'information n'est donc pas localisée. Il est donc bien nécessaire d'utiliser une technique complémentaire afin d'obtenir une résolution axiale, en z.

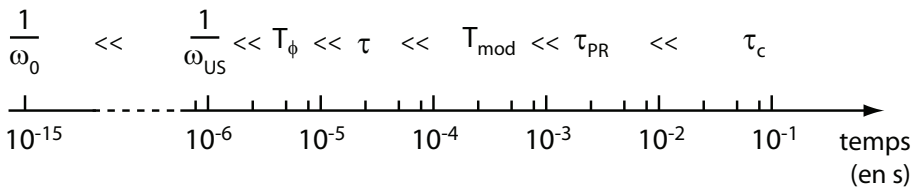


FIGURE 4.3: Echelle des temps caractéristiques. $1/\omega_0$: période optique ; $1/\omega_{US}$: période acoustique ; T_ϕ : temps de corrélation acousto-optique ; τ : temps caractéristique pris en compte pour des moyennes temporelles ; T_{mod} : temps caractéristique de la modulation $H(t)$; τ_{PR} : temps de réponse de l'holographie photoréfractive ; τ_c : temps d'intégration à la détection synchrone.

4.3.2 La résolution axiale selon z

Pour obtenir une résolution axiale selon z, nous proposons d'utiliser la technique originale de Tomographie Acousto-Optique Cohérente (TAOC). Cette technique de résolution axiale s'appuie sur le contrôle des longueurs de cohérence acoustique et optique, en apportant une modulation aléatoire sur l'excitation acoustique et sur l'un des bras optiques. Nous considérons ici une modulation aléatoire sur le bras optique sonde, autrement dit sur le faisceau lumineux d'injection dans le milieu diffusant. Cette technique suppose également un retard temporel entre les modulations acoustique et optique afin de sélectionner dans la colonne acoustique une zone de cohérence donnée, qui se caractérise par un signal interférométrique acousto-optique temporellement cohérent sur le temps d'expérimentation.

Pour clarifier les différents temps caractéristiques intervenant dans la modélisation, la figure 4.3 propose une échelle de temps correspondante. L'introduction du temps τ, compris entre T_ϕ et T_{mod} sera justifiée dans la suite de l'analyse.

La modulation aléatoire des champs optique et acoustique

L'application de la modulation aléatoire sur les bras d'excitation optique et acoustique implique que le champ lumineux d'injection $E'_P(t)$ et la tension d'excitation du PZT $U'_{PZT}(t)$ s'écrivent

$$E'_P(t) = \Re\ \{\underline{E}_P \exp\left[j(\omega_0 t + \psi_P(t))\right]\} \tag{4.31}$$

$$U'_{PZT}(t) = \Re\ \{\underline{U}_{PZT}\ \exp\left[j(\omega_{US} t + \psi_{US}(t))\right]\} \tag{4.32}$$

où ψ_P et ψ_{US} sont les modulations aléatoires de phases respectivement appliquées sur le champ d'illumination et sur l'excitation ultrasonore.

L'amplitude complexe du champ d'illumination s'écrit :

$$\underline{E'}_P(t) = \underline{E}_P \exp(j\psi_P(t)) \tag{4.33}$$

L'amplitude complexe de l'excitation ultrasonore s'écrit quant à elle

$$\underline{U}'_{PZT}(t) = \underline{U}_{PZT} \ \exp\left(j \ \psi_{US}(t)\right) \tag{4.34}$$

L'amplitude complexe de la pression acoustique devient ainsi

$$\underline{P}'_{US}(\mathbf{r},t) = A(\mathbf{r}) \ \underline{U}_{PZT} \ \exp\left(\frac{j\omega_{US}z}{c_{US}}\right) \ \exp\left(\ j\psi_{US}(t - \frac{z}{c_{US}})\right) \tag{4.35}$$

Le champ des photons marqués

Par le suivi des étapes qui ont permis l'obtention de l'équation 4.30, l'amplitude complexe des photons marqués $\underline{E}'_{S,\omega_{\pm 1}}(t)$ s'écrit

$$\underline{E}'_{S,\omega_{\pm 1}}(t) = a\underline{E}_P \ \sum_l \left[j \ \exp(-j\frac{2\pi s_{l,0}}{\lambda}) \times \sum_m \left[\frac{2\pi\beta_{l,m}}{\lambda} \exp(\ \pm j\phi_{l,m}) \exp(\ \pm j\psi_{l,m}(t))\right] \right] \tag{4.36}$$

où la phase $\psi_{l,m}$, dépendante du temps t, et de la localisation $z_{l,m}$ du diffuseur m le long de l'axe z, est définie par

$$\psi_{l,m}(t) = \psi_P(t) + \psi_{US}(t - \frac{z_{l,m}}{c_{US}}) \tag{4.37}$$

L'équation 4.36 montre que la modulation aléatoire de phase des ultrasons (i.e. ψ_{US}), et du bras optique d'injection (i.e. ψ_P) n'interviennent dans le calcul du signal des photons marqués que par l'intermédiaire de leur somme $\psi_{l,m}(t)$. Du fait des sauts aléatoires de phase intervenant à intervalle T_ϕ, le champ complexe $\underline{E}'_{S,\omega_{\pm 1}}(t)$ varie selon un temps caractéristique T_ϕ.

Dans la suite de la modélisation sera introduite la détection par holographie photoréfractive. Notons dès à présent que toutes les constantes de temps qui en découleront seront très supérieures à T_ϕ, à savoir le temps de réponse de l'holographie photoréfractive qui s'établit sur un temps caractéristiques $\tau_{PR} \gg T_\phi$, le temps caractéristique de la modulation asymétrique de phase de l'excitation ultrasonore qui vérifie $T_{mod} = 2\pi/\omega_{mod} \gg T_\phi$, et le temps d'intégration à la détection synchrone qui vérifie également $\tau_c \gg T_\phi$.

Il en devient légitime de considérer le champ des photons marqués $\underline{E}'_{S,\omega_{\pm 1}}(t)$ selon sa moyenne temporelle $\langle \underline{E}'_{S,\omega_{\pm 1}}(t)\rangle_\tau$ définie selon

$$\langle ....\rangle_\tau \equiv \frac{1}{\tau}\int_{t'=t-\tau/2}^{t'=t+\tau/2} (....)dt' \tag{4.38}$$

sur un temps caractéristique τ vérifiant

$$T_\phi \ll \tau \ll \tau_{PR}, \ T_{mod}, \ \tau_c \tag{4.39}$$

La moyenne temporelle du champ des photons marqués $\underline{E}'_{S,\omega_{\pm 1}}(t)$ sur ce

temps caractéristique τ s'écrit alors

$$\begin{aligned}\langle \underline{E'}_{S,\omega_{\pm 1}}(t)\rangle_\tau &= a\underline{E}_P \sum_l \Big[j \ \exp(-j\frac{2\pi s_{l,0}}{\lambda}) \\ &\quad \times \sum_m \Big[\frac{2\pi\beta_{l,m}}{\lambda} \exp(\ \pm j\phi_{l,m}) \times \langle \exp(\ \pm j\psi_{l,m}(t))\rangle_\tau \ \Big]\Big]\end{aligned} \tag{4.40}$$

Notons que la modulation aléatoire de phase n'intervient dans la moyenne temporelle du champ $\langle \underline{E'}_{S,\omega_{\pm 1}}(t)\rangle_\tau$ qu'à travers le terme $\langle \exp(\ \pm j\psi_{l,m}(t))\rangle_\tau$, qui ne dépend lui-même que de la position $z_{l,m}$ du diffuseur l,m. Nous voyons clairement que si $\langle \exp(\ \pm j\psi_{l,m}(t))\rangle_\tau$ tend vers zéro, alors $\langle \underline{E'}_{S,\omega_{\pm 1}}(t)\rangle_\tau$ tendra de même vers zéro.

Par définition, nous avons $\psi_{l,m}(t) = \psi_P(t) + \psi_{US}(t - \frac{z_{l,m}}{c_{US}})$ où ψ_P et ψ_{US} sont toutes deux des fonctions aléatoires. Par conséquent, la moyenne $\langle \underline{E'}_{S,\omega_{\pm 1}}(t)\rangle_\tau$ est non négligeable si les fonctions ψ_P et ψ_{US} vérifient à chaque instant

$$\psi_P(t+\theta) = -\psi_{US}(t - \frac{z_{l,m}}{c_{US}}), \tag{4.41}$$

autrement dit, si ψ_P et ψ_{US} sont égales à un retard temporel θ près. Pour les diffuseurs l,m situés dans la zone $z \simeq z_0$ sélectionnée correspondant au retard choisi $\theta = {}^{z_0}/_{c_{US}}$, nous avons à chaque instant $\psi_{l,m}(t) \simeq 0$ et par conséquent $\langle \exp(\ \pm j\psi_{l,m}(t))\rangle_\tau \simeq 1$. Au contaire, pour les diffuseurs l,m situés en dehors de la zone sélectionnée, nous avons de manière aléatoire $\psi_{l,m}(t) \simeq 0, \pi$ qui implique $\langle \exp(\ \pm j\psi_{l,m}(t))\rangle_\tau \simeq 0$. En prenant la même modulation aléatoire sur le bras acoustique et sur le bras optique, à un retard temporel $\theta = {}^{z_0}/_{c_{US}}$ choisi près, nous pouvons ainsi effectuer une sélection spatiale autour de z_0.

La fonction de corrélation $\underline{g}_1(\theta)$

Pour caractériser, cette sélection spatiale de manière plus quantitative, définissons maintenant la fonction de corrélation :

$$\begin{aligned}\underline{g}_1(\theta) &= \frac{\langle \underline{E'}_P(t)\underline{E'}^*_P(t+\theta)\rangle_\tau}{\langle |\underline{E'}_P(t)|^2\rangle_\tau} \\ &= \langle \exp[j\psi_P(t)]\ \exp[-j\psi_P(t+\theta)]\rangle_\tau \\ &= \langle \exp[j\psi_{US}(t)] \exp[-j\psi_{US}(t+\theta)]\rangle_\tau \\ &= \frac{\langle \underline{U'}_{US}(t)\underline{U'}^*_{US}(t+\theta)\rangle_\tau}{\langle |\underline{U'}_{US}(t)|^2\rangle_\tau}\end{aligned} \tag{4.42}$$

Notons que par la notation introduite, $\underline{g}_1$ ne dépend que de θ. Il existe à priori une dépendance temporelle en t, mais sous la condition $\tau \gg T_\phi$ cette dépendance est négligeable.

Le moyennage temporel du champ des photons marqués peut s'écrire

$$\langle \underline{E'}_{S,\omega_{\pm 1}}(t)\rangle_\tau = a\underline{E}_P \sum_l \left[j \ \exp\left(-j\frac{2\pi s_{l,0}}{\lambda}\right) \times \sum_m \left[\underline{g}_1\left(\frac{z_{l,m}-z_0}{c_{US}}\right) \ \frac{2\pi\beta_{l,m}}{\lambda} \exp(\ \pm j\phi_{l,m})\right]\right] \tag{4.43}$$

Le second membre de l'équation 4.43 ne dépend ainsi pas du temps. Par conséquent, après un bref régime transitoire, le champ $\underline{E'}_{S,\omega_{\pm 1}}(t)$ atteint un régime stationnaire. Ce même second membre fait intervenir également la position de la zone sélectionnée z_0, ou de manière équivalente θ. Sous la condition $T_\phi \ll \tau \ll (\tau_{PR},\ T_{mod},\ \tau_c)$ nous pourrions donc écrire $\langle \underline{E'}_{S,\omega_{\pm 1}}(t)\rangle_\tau \equiv \langle \underline{E'}_{S,\omega_{\pm 1}}\rangle(\theta)$.

L'application d'une même modulation aléatoire sur les bras d'excitation acoustique et optique à un retard temporel θ près permet de créer le long de la colonne acoustique une zone de cohérence statique localisée en $z_0 = c_{US}\theta$.

La longueur de cohérence acousto-optique

Le terme $g_1((z_{l,m} - z_0)/c_{US})$ sélectionne grâce à la sommation $\sum_m$ les événements de diffusion m d'abscisse $z_{l,m}$ tels que :

$$(z_0 - T_\phi c_{US}) < z_{l,m} < (z_0 + T_\phi c_{US}) \tag{4.44}$$

La largeur de zone de cohérence est définie par la fonction de corrélation g_1. Cette fonction équivaut à l'intégrale de recouvrement de deux portes temporelles de largeur T_ϕ, donnant classiquement un triangle de base $2T\phi$. Nous pouvons définir une longueur de cohérence acousto-optique l_c selon

$$l_c = c_{US} T_\phi \tag{4.45}$$

Notons que du point de vue expérimental, cette longueur de cohérence l_c est ajustable en faisant varier le temps de bascule des sauts de phase T_ϕ. Nous obtenons ainsi une résolution axiale centrée sur un lieu $z_0 = c_{US} \times \theta$ fonction du retard temporel θ contrôlé, et de résolution $\Delta z = c_{US} T_\phi$ fonction du pas temporel T_ϕ également contrôlé.

4.3.3 La détection interférentielle photoréfractive des photons marqués

Le principe de l'holographie hétérodyne photoréfractive

Le principe de la détection photoréfractive est illustrée sur la figure 4.4. Le faisceau signal E_S issu du milieu diffusant, de front d'onde très chahuté, est collecté dans un cristal photoréfractif. Un faisceau référence E_R considéré comme plan, aussi appelé faisceau pompe, interfère avec le signal dans le cristal. Par effet photoréfractif, l'interférogramme bâtit un hologramme correspondant à une faible modulation δn de l'indice de réfraction local dans le volume du cristal. Cet effet ayant un temps de réponse τ_{PR} fini, seule la composante statique de l'interférogramme, i.e. avec un temps d'évolution caractéristique supérieur ou de l'ordre de τ_{PR}, participe à l'inscription effective de l'hologramme.

Pour simplifier l'analyse, nous considérons la détection des photons marqués de la bande latérale $\omega_1 = \omega_0 + \omega_{US}$. Pour ce faire, la fréquence du faisceau référent est décalée de ω_{US} de manière à obtenir

$$E_R(t) = \Re\ \left[\underline{E}_{R,\omega_1} \exp(j\omega_1 t)\right] \tag{4.46}$$

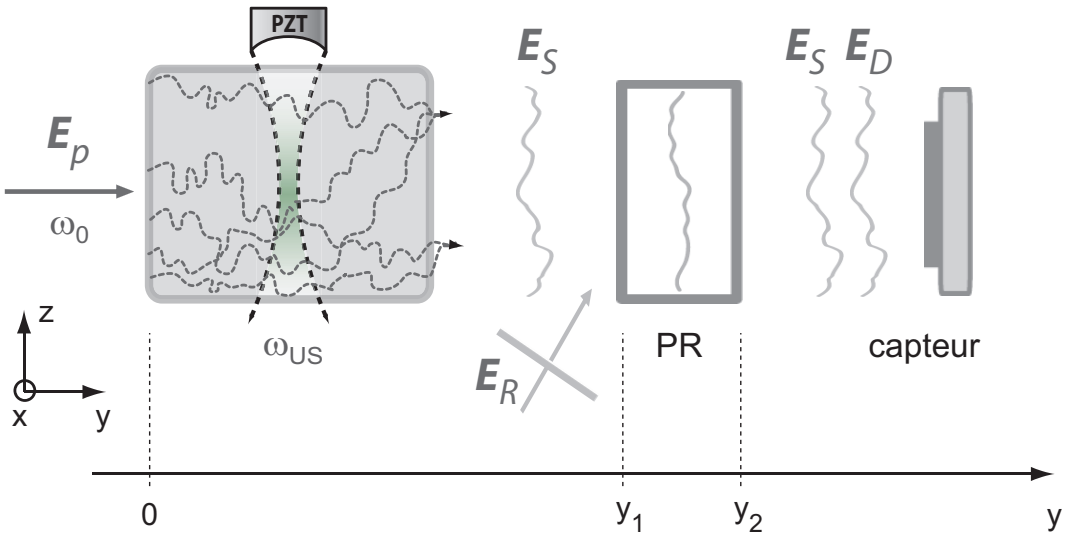


FIGURE 4.4: Schéma de principe de la détection photoréfractive dans notre imagerie acousto-optique.

où $\underline{E}_{R,\omega_1}(t)$ est l'amplitude complexe du champ référent à la pulsation ω_1. Bien que le faisceau signal E'_S présente plusieurs composantes fréquentielles, l'effet photoréfractif ne sélectionne que la composante E'_{S,ω_1} de fréquence proche de la fréquence du faisceau référence ω_1. Le faisceau référent est ensuite diffracté par le réseau holographique selon E'_D, qui présente le même front d'onde que E'_{S,ω_1}. En sortie du cristal se trouvent donc le faisceau signal transmis E'_S et le faisceau diffracté E'_D.

Le champ référent diffracté E'_D

Introduisons l'amplitude complexe du champ diffracté E'_{D,ω_1} défini par

$$E'_{D,\omega_1}(t) = \Re\ \left[\underline{E}'_{D,\omega_1}(t)\exp(j\omega_1 t)\right] \tag{4.47}$$

Soient $y = y_1$ et $y = y_2$ respectivement les plans d'entrée et de sortie du cristal. Soit $t = 0$ l'origine des temps, où aucun hologramme n'est supposé inscrit. Considérons un mélange à deux ondes dans le milieu photoréfractif avec un référent constant $\underline{E}_R$ et le faisceau signal variant dans le temps $\underline{E}'_{S,\omega_1}(t)$. Le faisceau signal dans le cristal $\underline{E}'_{S,\omega_1}(y_1 < y < y_2, t)$ peut être écrit comme fonction du champ d'entrée $\underline{E}'_{S,\omega_1}(y_1, t)$, selon [75, 76]

$$\underline{E}'_{S,\omega_1}(y,t) = e^{-\alpha(y-y_1)/2}\left[\ \underline{E}'_{S,\omega_1}(y_1,t) + \int_0^t dt'\ \underline{E}'_{S,\omega_1}(y_1,t')\ G(y,t-t')\right] \tag{4.48}$$

où, sous conditions de faible efficacité d'inscription et de faible absorption, la fonction de transfert $G(y,t)$ s'écrit [77]

$$G(y,t) = \frac{\gamma(y-y_1)}{\tau_{PR}}\exp\left(-\frac{t}{\tau_{PR}}\right) \tag{4.49}$$

où τ_{PR} est le temps de réponse photoréfractif et γ le gain photoréfractif.

L' équation 4.48 est établie pour deux ondes planes, mais elle est généralisable à un front d'onde chahuté en décomposant ce dernier en ondes planes traitées chacune indépendamment. Par ailleurs, cette équation est obtenue en utilisant plusieurs approximations [75]. Les principales sont

- que le faisceau référent est une onde monochromatique constante de pulsation ω_1, autrement dit non modulée temporellement,
- qu'il n'est pas perturbé par l'inscription, bien qu'il puisse être atténué par l'absorption du cristal
- et qu'il est supposé plus intense que le faisceau signal.

Dans notre expérimentation, nous utilisons une détection synchrone à basse fréquence, et pour ce faire nous serons amenés à introduire dans la présente modélisation un modulation du signal des photons marqués $\underline{E}'_{S,\omega_1}$ à une fréquence ω_{mod} de typiquement quelques kHz. Nous nous intéresserons donc au comportement à basse fréquence de $\underline{E}'_{S,\omega_1}$. Nous pouvons donc négliger les comportements transitoires et étendre la limite inférieure de l'intégrale $\int dt'$ de $t' = 0$ à $t' = -\infty$, en négligeant les comportements transitoires. Nous obtenons

$$\underline{E}'_{S,\omega_1}(y,t) = e^{-\alpha(y-y_1)/2} \left[\underline{E}'_{S,\omega_1}(y_1,t) + \int_0^\infty dt' \; \underline{E}'_{S,\omega_1}(y_1,t-t') \; G(y,t') \right] \tag{4.50}$$

Notons que l'hologramme est écrit avec un temps retardé $t - t'$. Nous pouvons également noter que le premier terme de l'équation 4.50 correspond au front d'onde signal transmis à travers le cristal. Notons E'_T son champ et $\underline{E}'_T$ son amplitude complexe. Le second terme correspond quant à lui au champ référent diffracté par le cristal E'_D, d'amplitude complexe $\underline{E}'_D$. Nous pouvons alors écrire

$$E'_S(y,t) = E'_T(y,t) + E'_D(y,t) \tag{4.51}$$

avec

$$E'_T(y,t) = E'_{T,\omega_{-1}}(y,t) + E'_{T,\omega_0}(y,t) + E'_{T,\omega_{+1}}(y,t) \tag{4.52}$$

$$E'_D(y,t) = E'_{D,\omega_{-1}}(y,t) + E'_{D,\omega_0}(y,t) + E'_{D,\omega_{+1}}(y,t) \tag{4.53}$$

Nous avons alors

$$\underline{E}'_{S,\omega_1}(y,t) = \underline{E}'_{T,\omega_1}(y,t) + \underline{E}'_{D,\omega_1}(y,t) \tag{4.54}$$

avec

$$\underline{E}'_{T,\omega_1}(y,t) = \; e^{-\alpha(y-y_1)/2} \underline{E}'_{S,\omega_1}(y_1,t) \tag{4.55}$$

et

$$\underline{E}'_{D,\omega_1}(y,t) = \; e^{-\alpha(y-y_1)/2} \quad \int_0^\infty dt' \; \underline{E}'_{S,\omega_1}(y_1,t-t') \; G(y,t') \tag{4.56}$$

Considérons le champ diffracté E'_D. Nous obtenons

$$E'_{D,\omega_1}(y,t) = \Re \left[\; e^{-\alpha(y-y_1)/2} \; \int_0^\infty dt' \; \underline{E}'_{S,\omega_1}(y_1,t-t') \; G(y,t') \; \right] \tag{4.57}$$

Nous retrouvons que l'effet photoréfractif sélectionne via $G(y,t')$ les composantes du champ E'_S de fréquences proches de celle du référent, à savoir ω_1. Le champ diffracté E'_D ne concerne ainsi que les photons marqués, et les autres composantes spectrales du champ diffracté E'_D deviennent négligeables $E'_{D,\omega_{-1}}(y,t) \simeq E'_{D,\omega_0}(y,t) \simeq 0$.

4.3.4 Le signal acousto-optique détecté par une photodiode de grande surface

Le signal total sur la photodiode

Nous considérons que le signal est détecté par une photodiode de grande surface, au niveau du plan de sortie $y = y_2$ du cristal. Le signal S'_{PD} délivré par la photodiode est égal à l'intégration de $|\underline{E}'_S|^2$ sur sa surface de collection. De l'équation 4.51, nous tirons

$$\begin{aligned} S'_{PD}(t) &= \int dx \int dz \ \ |\underline{E}'_S(x,y_2,z,t)|^2 \\ &= \int dx \int dz \ \ |\underline{E}'_T(x,y_2,z,t)|^2 \ + \ |\underline{E}'_D(x,y_2,z,t)|^2 \\ &\qquad + \ \underline{E}'_T(x,y_2,z,t)\ \underline{E}'^*_D(x,y_2,z,t) \ + \ c.c. \end{aligned} \tag{4.58}$$

Le signal acousto-optique sur la photodiode

Du fait que l'interaction acousto-optique ne modifie en rien le nombre total de photons, à savoir la somme des photons marqués et des photons non-marqués, le terme $|\underline{E}\,'_T|^2$ de l'équation 4.58 ne dépend pas de la modulation acoustique. De plus, puisque le gain photoréfractif est supposé faible, à savoir $\gamma(y_2 - y_1) < 1$, le terme $|\underline{E}\,'_D|^2$ est négligé devant le terme croisé $\underline{E}\,'_T\ \underline{E}\,'^*_D$. Nous ne considérons ainsi que le terme croisé $\underline{E}\,'_T\ \underline{E}\,'^*_D$ $(+c.c.)$ qui est le produit du champ diffracté $E\,'_D$ qui se construit sur le temps caractéristique T_{PR}, et du champ transmis $E\,'_T$ qui peut varier rapidement. Nous pouvons donc considérer le signal modulé sur la photodiode selon

$$S'_{PD}(t) = \int dx \int dz \ \left[\underline{E}\,'_{T,\omega_1}(x,y_2,z,t)\ \underline{E}\,'^*_{D,\omega_1}(x,y_2,z,t) + c.c.\right] \tag{4.59}$$

En utilisant l'équation 4.55 et l'équation 4.56, nous obtenons

$$\begin{aligned} S'_{PD}(t) &= e^{-\alpha(y_2-y_1)} \int dx \int dz\ \underline{E}\,'_{S,\omega_1}(x,y_1,z,t) \\ &\qquad \times \int_0^\infty dt'\ \underline{E}\,'^*_{S,\omega_1}(x,y_1,z,t-t')\ G^*(y_2,t') + c.c. \end{aligned} \tag{4.60}$$

Notons que pour conserver une certaine universalité, nous avons écrit G^* bien que G est supposé réel. Nous pouvons ensuite développer $\underline{E}\,'_{S,\omega_1}$ selon les contributions des trajets optiques l et des événements de diffusion m en

utilisant l'équation 4.43, et moyenner sur un temps τ, pour obtenir

$$\begin{aligned}\langle S'_{PD}(t)\rangle_\tau &= c.c. + e^{-\alpha(y_2-y_1)}|a\underline{E}_p|^2 \int dx \int dz \\ &\left[\sum_l j \ \exp(-j2\pi\ s_{l,0}/\lambda) \times \sum_m \frac{2\pi\beta_{l,m}}{\lambda}\underline{g}_1\left(\frac{z_{l,m}-z_0}{v_{US}}\right)\exp(j\phi_{l,m})\ \right] \\ &\times \left[\int_0^\infty dt' \ \ G^*(y_2,t') \times \left(\sum_{l'} j \ \exp(2j\pi s_{l',0}/\lambda)\right.\right. \\ &\left.\left. \times \sum_{m'} \frac{2\pi\beta_{l',m'}}{\lambda}\ \underline{g}_1^*\left(\frac{z_{l',m'}-z_0}{v_{US}}\right)\exp(-j\phi_{l',m'})\right)\right]\end{aligned} \tag{4.61}$$

L'équation 4.61 illustre la complexité de notre signal, puisqu'elle implique

- deux sommations sur les trajets optiques (i.e. $\sum_l$ et $\sum_{l'}$),
- deux sommations sur les événements de diffusion (i.e. $\sum_m$ et $\sum_{m'}$),
- une double intégrale spatiale sur la surface de détection de la photodiode (i.e. $\int dx \int dz$),
- et enfin une intégration temporelle sur le retard t' (i.e. $\int dt'$).

Pour simplifier l'équation 4.61, considérons tout d'abord l'intégration sur la surface de la photodiode $\int\int dx\, dz$. Chaque point (x,z) de la photodiode sélectionne des trajets l et l' qui finissent en (x,z). Comme les longueurs des trajets $s_{l,0}$ présentent une distribution large devant la longueur d'onde optique λ, le produit des facteurs de phase

$$\exp(-j2\pi\ s_{l,0}/\lambda) \times \exp(+j2\pi\ s_{l',0}/\lambda)$$

est aléatoire selon le couple $\{l,l'\}$, pour $l \neq l'$. Les seuls termes de la double sommation $\sum_l$ et $\sum_{l'}$ de l'equation 4.61 qui contribuent au signal vérifient donc

$$l = l' \tag{4.62}$$

L'approximation $l = l'$ effectuée ici est commune en optique. Elle revient à négliger les fluctuations d'intensité dues au speckle dans le calcul du signal moyen intégré sur la surface du photodétecteur. L'équation 4.61 s'écrit alors

$$\begin{aligned}\langle S'_{PD}(t)\rangle_\tau &= c.c. + e^{-\alpha(y_2-y_1)}\left|\frac{2\pi a\underline{E}_p}{\lambda}\right|^2 \int dx \int dz \sum_l \sum_m \\ &\times \left[\beta_{l,m}\ \underline{g}_1\left(\frac{z_{l,m}-z_0}{c_{US}}\right)\int_0^\infty dt' G^*(y_2,t')\right. \\ &\left.\times \sum_{m'} \beta_{l,m'}\ \underline{g}_1^*\left(\frac{z_{l,m'}-z_0}{c_{US}}\right)\exp(j(\phi_{l,m}-\phi_{l,m'}))\right]\end{aligned} \tag{4.63}$$

Pour simplifier encore cette équation, il faut étudier la cohérence des phases $\phi_{l,m}$ et $\phi_{l,m'}$ associées à deux événements m et m' de diffusion du même trajet l. Notons bien ici que suivant la position des diffuseurs, le mécanisme de diffusion (i.e. suivant le facteur d'anisotropie g) et le régime de modulation acousto-optique (mouvement des diffuseurs ou modulation de l'indice de réfraction), ces phases peuvent être corrélées ou non.

Néanmoins, dans tous les cas, si deux événements de diffusion m et m' sont localisés en deux abscisses $z_{l,m}$ et $z_{l,m'}$ séparés de plus d'une longueur d'onde acoustique λ_{US}, à savoir

$$\mid z_{l,m'} - z_{l,m} \mid \gtrsim \lambda_{US}, \tag{4.64}$$

alors les événements de diffusion m et m', et par conséquent les phases correspondantes $\phi_{l,m}$ et $\phi_{l,m'}$ sont faiblement corrélées. Nous pouvons alors écrire :

$$\begin{aligned}\langle S'_{PD}(t)\rangle_\tau &= c.c. + e^{-\alpha(y_2-y_1)}\left|\frac{2\pi a\underline{E}_p}{\lambda}\right|^2 \int_0^\infty dt' G^*(y_2,t')\int dx\int dz \\ &\times \sum_l\sum_m \sum_{m' \text{ tel que } |z_{l,m}-z_{l,m'}|<\lambda_{US}} [\beta_{l,m}\beta_{l,m'}\ \exp\left(j\left(\phi_{l,m}-\phi_{l,m'}\right)\right) \\ &\times \underline{g}_1\left(\frac{z_{l,m}-z_0}{c_{US}}\right)\ \underline{g}_1^*\left(\frac{z_{l,m'}-z_0}{c_{US}}\right)\Big]\end{aligned} \tag{4.65}$$

Également, l'amplitude de la pression acoustique variant faiblement sur la longueur d'onde λ_{US}, nous avons $\beta_{l,m} \simeq \beta_{l,m'}$ pour ces mêmes abscisses $\mid z_{l,m} - z_{l,m'} \mid < \lambda_{US}$. Ceci amène

$$\begin{aligned}\langle S'_{PD}(t)\rangle_\tau &= c.c. + e^{-\alpha(y_2-y_1)}\left|\frac{2\pi a\underline{E}_p}{\lambda}\right|^2 \int_0^\infty dt' G^*(y_2,t')\int dx\int dz \\ &\times \sum_l\sum_m \beta_{l,m}^2 \sum_{m' \text{ tel que } |z_{l,m}-z_{l,m'}|<\lambda_{US}} \Big[\ \underline{g}_1\left(\frac{z_{l,m}-z_0}{c_{US}}\right)\ \underline{g}_1^*\left(\frac{z_{l,m'}-z_0}{c_{US}}\right) \\ &\times \exp\left(j\left(\phi_{l,m}-\phi_{l,m'}\right)\right)]\end{aligned} \tag{4.66}$$

Autrement, dans la pratique expérimentale, la longueur de cohérence acousto-optique choisie supérieure à la longueur d'onde acoustique, à savoir

$$T_\phi c_{US} > \lambda_{US} \tag{4.67}$$

En considérant les abscisses $\mid z_{l,m} - z_{l,m'} \mid < \lambda_{US}$, ceci implique

$$\underline{g}_1\left(\frac{z_{l,m}-z_0}{c_{US}}\right) \simeq \underline{g}_1\left(\frac{z_{l,m'}-z_0}{c_{US}}\right)$$

L'équation 4.65 devient alors :

$$\begin{aligned}\langle S'_{PD}(t)\rangle_\tau &= c.c. + e^{-\alpha(y_2-y_1)}\left|\frac{2\pi a\underline{E}_p}{\lambda}\right|^2 \int_0^\infty dt' G^*(y_2,t') \\ &\times \int dx\int dz \sum_l\sum_m \beta_{l,m}^2\ \mid \underline{g}_1\left(\frac{z_{l,m}-z_0}{c_{US}}\right)\mid^2 \\ &\times \sum_{m' \text{ tel que } |z_{l,m}-z_{l,m'}|<\lambda_{US}} \exp\left(j\left(\phi_{l,m}-\phi_{l,m'}\right)\right)\end{aligned} \tag{4.68}$$

Notons que dans l'équation 4.68 le signal $\langle S_{PD}(t)\rangle_\tau$ est invariant dans le temps. Pour sa part, le terme $\mid \underline{g}_1\left(\frac{z_{l,m}-z_0}{c_{US}}\right)\mid^2$ sélectionne la zone d'imagerie

voulue. Le signal des photons marqués obtenu est ainsi résolu axialement, selon z, mais il ne donne qu'une composante statique de flux. Cette composante vient s'ajouter au flux total des photons transmis. Or, comme le taux de marquage acousto-optiques est faible, le nombre de photons marqués est beaucoup plus petit que le nombre total de photons. Ce flux statique supplémentaire est donc bien inférieur au flux total statique transmis de l'échantillon.

Afin d'extraire le signal acousto-optique, à savoir le signal des photons marqués, du flux total, nous modulons le signal des photons marqués et mettons en oeuvre une détection synchrone, comme précisé dans le paragraphe suivant.

4.3.5 La détection du signal acousto-optique

La modulation pour une détection synchrone

Pour extraire le signal des photons marqués, l'onde ultrasonore subit une modulation temporelle supplémentaire, en amplitude ou en phase. Nous considérons ici une modulation de phase $H_{US}(t)$ de type créneau asymétrique selon $\{0, \pi\}$, de pulsation $\omega_{mod} = 2\pi/T_{mod}$ et de rapport cyclique de modulation $0 < r < 1$, à savoir

$$\begin{array}{rcll} H_{US}(t) & = & +1 & \text{pour} \quad 0 \leq t/T_{mod} \leq r \\ H_{US}(t) & = & -1 & \text{pour} \quad r < t/T_{mod} \leq 1 \end{array} \tag{4.69}$$

Nous considérons de plus que la période de modulation T_{mod} est très grande par rapport au temps de corrélation T_ϕ, mais plus petite que le temps photoréfractif τ_{PR}, autrement dit

$$\frac{2\pi}{\omega_{US}} < T_\phi \ll T_{mod} < \tau_{PR} \tag{4.70}$$

La modulation s'applique selon

$$\underline{U}'_{PZT}(t) \rightarrow \underline{U}''_{PZT}(t) = \; H_{US}(t)\; \underline{U}'_{PZT}(t) \tag{4.71}$$

Notons que, comme mentionné plus haut, nous considérerons dans cette partie 4.3.5, une modulation rectangulaire de la phase des ultrasons à $\omega_{mod} \sim 3$ kHz, qui est destinée à induire une variation temporelle du signal de photodiode de detection. Les champs sont désormais notés E''_P et E''_S, et le signal sur la photodiode S''_{PD}.

En pratique, nous avons typiquement $T_{mod} \sim 100\mu s$. Comme ce temps caractéristique T_{mod} est lent du point de vue de la propagation des ultrasons dans le milieu, et pour simplifier la discussion, nous ne ferons pas apparaître le retard temporel z_0/v_{US} correspondant au temps de propagation entre le PZT (i.e. $z = 0$) jusqu'à la zone à imager d'abscisse z_0. Nous considérons pour cela la fonction

$$H(t) = H_{US}\left(t - \frac{z_0}{c_{US}}\right) \tag{4.72}$$

L'équation définissant l'amplitude complexe du champ des photons marqués s'écrit désormais

$$\underline{E}\,'_{S,\omega_1}(t) \rightarrow \underline{E}\,''_{S,\omega_1}(t) = \; H(t)\; \underline{E}\,'_{S,\omega_1}(t) \tag{4.73}$$

De la même manière, l'équation 4.56 qui définit l'amplitude complexe du champ diffracté devient

$$\underline{E}\,''_{D,\omega_1}(y,t) = \; e^{-\alpha(y-y_1)/2} \quad \int_0^\infty dt' \; H(t-t')\; \underline{E}\,'_{S,\omega_1}(y_1, t-t')\; G(y,t') \tag{4.74}$$

Le signal acousto-optique modulé

Le signal de la photodiode donné par l'équation 4.60 devient quant à lui

$$\begin{aligned} S''_{PD}(t) \;\; = \;\; & c.c. + \; e^{-\alpha(y_2-y_1)} \int dx \int dz \\ & \left[H(t)\; \underline{E}\,'_{S,\omega_1}(x, y_2, z, t) \int_0^\infty dt' \; H^*(t-t')\; \underline{E}\,'^*_{S,\omega_1}(x, y_2, z, t-t')\; G^*(y_2, t') \right] \end{aligned} \tag{4.75}$$

Par le suivi des étapes conduisant de l'équation 4.60 à l'équation 4.68, nous obtenons

$$\begin{aligned} \langle S''_{PD}(t) \rangle_\tau \;\; = \;\; & c.c. + e^{-\alpha(y_2-y_1)} \left| \frac{2\pi a \underline{E}_p}{\lambda} \right|^2 H(t) \\ & \times \int_0^\infty dt' H^*(t-t')\, G^*(y_2, t') \\ & \times \int dx \int dz \sum_l \sum_m \beta_{l,m}^2 \;\; | \; \underline{g}_1 \left(\frac{z_{l,m} - z_0}{c_{US}} \right) |^2 \\ & \times \sum_{m' \text{ tel que } |z_{l,m} - z_{l,m'}| < \lambda_{US}} \exp\left(j \left(\phi_{l,m} - \phi_{l,m'} \right) \right) \end{aligned} \tag{4.76}$$

En considérant $T_{mod} < \tau_{PR}$, l'intégration sur t' dans l'équation4.76 peut être simplifiée, et en utilisant l'équation 4.49, nous obtenons alors

$$\begin{aligned} \int_0^\infty dt' H^*(t-t')\; G^*(y_2, t') \;\; \simeq \;\; & \left[\frac{1}{\tau_{PR}} \int_0^{T_{PR}} dt' H^*(t-t') \right] \\ & \times \left[\int_0^\infty dt' G^*(y_2, t') \right] \\ = \;\; & (1-2r)\; \gamma(y_2 - y_1) \end{aligned} \tag{4.77}$$

L'équation 4.77 souligne que pour une modulation $H(t)$ plus rapide que le temps de réponse de l'holographie photoréfractive τ_{PR}, l'hologramme enregistré est proportionnel à la valeur moyenne de $H(t)$ prise sur un temps τ_{PR}, soit $\langle H(t) \rangle_{\tau_{PR}}$. Le caractère asymétrique de la modulation $H(t)$ permet ainsi de

graver un réseau moyen non nul. Nous pouvons alors écrire le signal acousto-optique modulé sur la photodiode de grande surface selon

$$\begin{aligned}\langle S''_{PD}(t)\rangle_\tau &\simeq c.c. + e^{-\alpha(y_2-y_1)}\left|\frac{2\pi a\underline{E}_p}{\lambda}\right|^2 H(t) \\ &\times(1-2r)\,\gamma(y_2-y_1) \\ &\times\int dx\int dz\sum_l\sum_m \beta_{l,m}^2\ \mid \underline{g}_1\left(\frac{z_{l,m}-z_0}{c_{US}}\right)\mid^2 \\ &\times \sum_{m'\ \text{tel que}\ |z_{l,m}-z_{l,m'}|<\lambda_{US}} \exp\left(j\left(\phi_{l,m}-\phi_{l,m'}\right)\right)\end{aligned} \tag{4.78}$$

Le signal acousto-optique sur la photodiode de grande surface est ainsi modulé temporellement selon la modulation $H(t)$.

Les caractéristiques du signal acousto-optique

Considérons une expression légèrement simplifiée du signal modulé sur la photodiode

$$\begin{aligned}\langle S_{PD}(t)\rangle_\tau &\propto c.c + (1-2r)H(t)\left|\underline{E}_p\right|^2\ \gamma(y_2-y_1) \\ &\times\int dx\int dz\sum_l\sum_m \beta_{l,m}^2\ \mid \underline{g}_1\left(\frac{z_{l,m}-z_0}{c_{US}}\right)\mid^2 \\ &\times \sum_{m'\ \text{tel que}\ |z_{l,m}-z_{l,m'}|<\lambda_{US}} \exp\left(j\left(\phi_{l,m}-\phi_{l,m'}\right)\right)\end{aligned} \tag{4.79}$$

L'équation 4.79 constitue le principal résultat de notre analyse théorique du signal attendu en Tomographie Optique Cohérente.

Le signal acousto-optique modulé sur la photodiode de grande surface est ici

- proportionnel à l'intensité optique injectée $|E_P|^2$ dans le milieu diffusant,
- proportionnel à la surface de la photodiode $\int dx \int dz$,
- proportionnel à la puissance acoustique délivrée par le PZT, via le terme $\beta_{l,m}^2$,
- proportionnel à H(t) dont la modulation permet une détection synchrone,
- et proportionnel à $\mid \underline{g}_1\left(\frac{z_{l,m}-z_0}{c_{US}}\right)\mid^2$, qui sélectionne dans la sommation sur les événements de diffusion les événements compris dans la tranche

$$(z_0 - T_\phi c_{US}) \quad < z_{l,m} < \quad (z_0 + T_\phi c_{US}) \tag{4.80}$$

Après sommation sur les événements de diffusion, le signal est ainsi proportionnel à T_ϕ et par conséquent à la longueur de cohérence acousto-optique $l_c = T_\phi c_{US}$.

La détection synchrone

Pour détecter la modulation en $H(t)$ par détection synchrone à la pulsation ω_{mod}, le temps d'intégration τ_c doit vérifier

$$\tau_c >> T_{mod} = 2\pi/\omega_{mod} \tag{4.81}$$

Le signal S_{sync} de la détection synchrone varie alors avec le rapport cyclique r de la la modulation $H(t)$ selon

$$S_{sync} \propto (1-2r) \cdot sin(\pi r) \tag{4.82}$$

Le premier facteur, à savoir $(1-2r)$, provient de l'équation 4.79. Le second facteur, à savoir $sin(\pi r)$, résulte de la détection d'un signal rectangulaire de rapport cyclique r via une détection synchrone. Il correspond au poids de la composante de Fourier d'un rectangle périodique de rapport cyclique r. Le signal S_{sync} est maximum pour $r \simeq 0.24$. Nous pouvons remarquer que la transformation $r \mapsto (1-r)$ change le signe du signal S_{sync} mais laisse sa valeur absolue inchangée.

Une synthèse sur la modélisation de la TAOC par détection holographie photoréfractive

La particularité de la modélisation exposée dans cette section est de tenir compte des contributions locales au niveau de chaque diffuseur à la modulation acousto-optique induite par la propagation de l'onde ultrasonore dans le milieu diffusant.

Dans un premier temps, nous n'avons pas tenu compte de la TAOC, et nous avons formulé la génération des photons marqués présente dans toute imagerie acousto-optique. Nous avons rapidement effectué l'hypothèse de faible modulation afin de ne considérer que les premiers ordres de modulation, à savoir les ordres $+1$ et -1.

Pour modéliser la technique de TAOC, nous avons ensuite introduit les séquences de modulation aléatoire de phases ψ_{US} et ψ_P. Nous avons alors trouvé que ces deux séquences doivent nécessairement être identiques, à un retard temporel θ près, i.e. $\psi_P(t) = -\psi_{US}(t-\theta)$. Pour mettre en évidence la résolution axiale permise par la TAOC, nous avons introduit la fonction d'autocorrélation des modulations aléatoires $\underline{g}_1(\theta) = \langle \exp[j\psi_{US}(t)] \exp[-j\psi_{US}(t+\theta)] \rangle_\tau$.

Nous avons ensuite calculé le signal acousto-optique intégré sur une photodiode de grande surface. Ce signal acousto-optique correspond au terme d'interférences entre le champ diffusé transmis à travers le cristal et le champ diffracté par l'holographie photoréfractive. Nous avons trouvé que la TAOC implique un signal acousto-optique fonction de $\mid \underline{g}_1 \mid^2$ qui implique la sélection d'une zone de cohérence acousto-optique d'abscisse contrôlé $z_0 = c_{US}\theta$ et d'étendue contrôlée $\Delta z = c_{US} T_\phi$. La TAOC permet donc bien d'obtenir une résolution selon l'axe de propagation ultrasonore.

Enfin, notons dès maintenant que le signal acousto-optique obtenu par TAOC est proportionnel au temps de cohérence acousto-optique T_ϕ, tout comme

l'est la résolution Δz. Nous nous attendons donc à ce qu'il existe un compromis entre la résolution axiale souhaitée et la dynamique du signal attendue.

4.4 Le montage expérimental de la TAOC par détection holographique photoréfractive

Intéressons nous maintenant à la mise en oeuvre de la TAOC en régime d'émission ultrasonore continue. L'expérimentation a été construite autour du montage d'imagerie acousto-optique par holographie photoréfractive présenté au chapitre 3. L'adaptation de ce montage a supposé :

- la génération d'une séquence ψ_{US} de N sauts aléatoires de phase, de pas temporel T_ϕ contrôlable, soit de période de répétition $T = N \times T_\phi$
- le couplage de la modulation aléatoire en phases à la porteuse ultrasonore sur l'émission acoustique, et le couplage de la même modulation aléatoire en phases sur l'un des bras optiques (bras signal ou bras référent),
- le contrôle du retard temporel θ des deux motifs aléatoires pour obtenir $\psi_P(t) = -\psi_{US}(t - \theta)$, et la séquence d'acquisition adaptée.

4.4.1 Le schéma expérimental

La figure 4.5 présente le schéma expérimental de la tomographie acousto-optique cohérente en régime d'émission ultrasonore continue. Comme explicité ci-dessus, le montage expérimental optique et acoustique ne subit aucune modification. Seule la génération des signaux aux niveaux du transducteur piézo-électrique (PZT) et des modulateurs acousto-optiques (MAO) est modifiée.

Le matériel expérimental

Bien que le matériel reste inchangé, je redonne les éléments essentiels du dispositif expérimental pour faciliter la lecture du montage. De manière succinte, le montage est constitué d'une source laser CW à 1064nm de 5W dont le faisceau est séparé en un bras « sonde » et un bras « référent ». Ces deux bras sont contrôlés et modulés chacun par un modulateur acousto-optique (MAO). Le bras « référent » est le bras pompe nécessaire à l'holographie photoréfractive ; le bras « sonde » est le bras optique qui est injecté dans l'échantillon diffusant. Le milieu diffusant est maintenu dans une cuve d'eau dans laquelle un transducteur piézo-électrique (PZT) émet continûment une onde ultrasonore selon l'axe verticale (Oz). Le transducteur est translaté selon l'axe (Ox) par une platine de translation linéaire motorisée. La lumière diffuse sortant de l'échantillon est polarisée linéairement à 45° par rapport à la verticale. Suit le cristal photoréfractif d'AsGa en configuration de diffraction anisotrope et en injection orthogonale du référent. La lumière diffuse sortante du cristal est ensuite polarisée linéairement à l'horizontal. Ces deux polariseurs linéaires sont nécessaires pour rendre effective la détection par holographie photoréfractive en diffraction anisotrope.Vient ensuite la détection de grande surface à base de

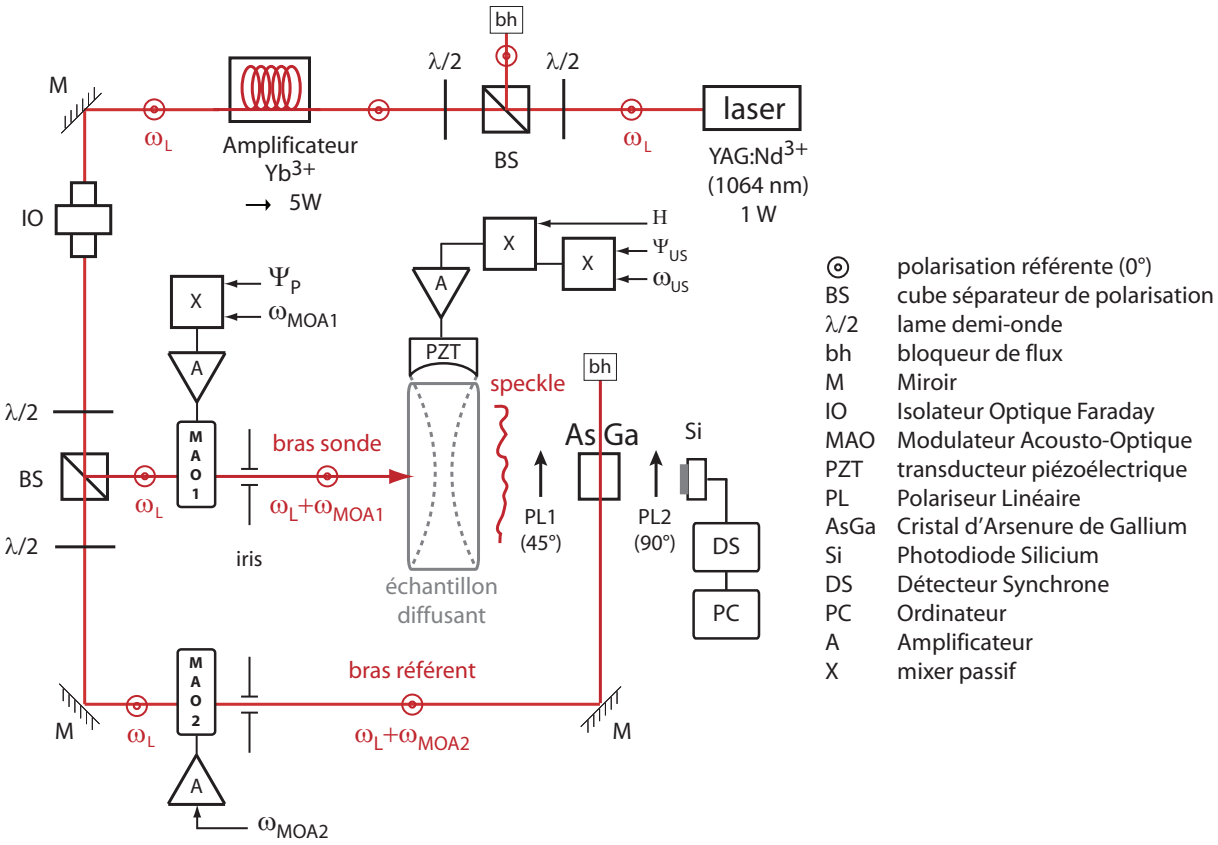


FIGURE 4.5: Le montage expérimental de la TAOC par détection holographique photoréfractive, avec H(t) la modulation asymétrique de phase pour la détection synchrone (de type créneau selon $\{0;\pi\}$, à la fréquence ν_{mod} = 3kHz, et avec un rapport cyclique r=22%), et ψ_{US}, ψ_P la séquence aléatoire de phases selon $\{0;\pi\}$.

photodiode Silicium qui délivre une tension signal à un détecteur synchrone. Un ordinateur permet d'acquérir et d'enregistrer en chaque point d'imagerie le signal résultant de la détection synchrone.

Dans ce nouveau dispositif, seul change la génération des signaux d'excitation, qui sont désormais contrôlés et engendrés par six générateurs de fonctions arbitraires, à savoir deux supplémentaires par rapport au dispositif d'imagerie non résolue axialement. Le nombre important des signaux à paramétrer et à contrôler m'a amené à écrire en C un programme d'initialisation et un programme de contrôle de toute l'instrumentation et d'acquisition des données.

La liste du matériel expérimental Ci-dessous est listé le matériel d'instrumentation utilisé

- 1 laser Nd :YAG ($Nd : Y_3Al_5O_{12}$), CW, 1W, λ_L= 1064nm : Crystalaser IRCL-1W_1064S,
- 1 amplificateur à fibre dopée Yb^{3+}, CW, 5W : Keopsys KPS-BT2-SLM-

YFA-50-PM-FA,
- 2 modulateurs acousto-optiques (MAO), $\nu_{c_{MAO}}$=80MHz, $\Delta\nu_{c_{MAO}} = 20$MHz, 700-1100 nm : AA Opto-Electronic AA.MT.80/B20/A1-IR,
- 2 amplificateurs de puissance large bande pour les MAO : Mini-circuits ZHL-3A,
- 1 isolateur optique Faraday : Isowave I-106-T5H,
- 1 platine de translation linéaire motorisée pas à pas : Newport M-ILS150PP
- 1 contrôleur de platines motorisées : Newport ESP300
- 1 transducteur piézo-électrique ultrasonore (PZT), f_{US}=75mm, $\nu_{c_{US}}$=2,3 MHz : Panametrics A395S
- 1 amplificateur de puissance pour le PZT : SCO ALP6080
- 2 générateurs de fonctions arbitraires, $\Delta\nu_{GF_1}$=80MHz : Agilent 33250A
- 4 générateurs de fonctions arbitraires, $\Delta\nu_{GF_2}$=20MHz : Agilent 33220A
- 3 mélangeurs de signaux passifs, ν_{mix} = 0.5 - 500 MHz : Mini-Circuits ZAD-1H
- 1 détecteur à base de photodiode Silicum de fabrication maison : Hamamatsu S2386-8K polarisée @-5V + transimpédance (TI OPA656@10Mo) + bootstrap (BF862)
- 1 détecteur synchrone : EG&G 7260 DSP
- 1 ordinateur PC fixe avec une carte GPIB et une carte son grand public Creative Audigy 2

4.4.2 La génération des signaux, l'acquisition des données et le contrôle de l'expérimentation

La génération des signaux d'excitation

Les signaux à générer sont les tensions d'excitation des MAO $U_{MAO_1}(t)$ et $U_{MAO_2}(t)$, et la tension d'excitation du PZT $U_{PZT}(t)$. L'excitation du MAO_2 du bras référent est une simple porteuse sinusoïdale à sa fréquence nominale ω_{MAO_0}, soit

$$U_{MAO_2}(t) = e^{j\omega_{MAO_2}t} \text{ avec } \omega_{MAO_2} = \omega_{MAO_0}. \tag{4.83}$$

Le signal d'excitation du PZT consiste en une porteuse sinusoïdale à sa fréquence nominale ω_{US} multipliée par la modulation aléatoire de phases $e^{j\psi_{US}(t)}$ et par la modulation asymétrique $H(t)$ nécessaire pour la détection synchrone, soit

$$U_{PZT}(t) = H(t)\, e^{j(\omega_{US}t+\psi_{US}(t))}. \tag{4.84}$$

Enfin, le signal d'excitation du MAO_1 du bras sonde consiste en une porteuse sinusoïdale de fréquence égale à sa fréquence nominale ω_{MAO_0} soustraite de la fréquence porteuse ultrasonore ω_{US} , multipliée par la même modulation aléatoire de phases retardée $e^{j\psi_{US}(t-\theta)}$, soit

$$U_{MAO_1}(t) = e^{j\left(\omega_{MAO_1} t + \psi_{US}(t-\theta)\right)} \text{ avec } \omega_{MAO_1} = \omega_{MAO_0} - \omega_{US}. \tag{4.85}$$

Le matériel utilisé étant le même que celui employé précédemment, leurs caractéristiques de bande passante et d'efficacité restent inchangées.

La génération des porteuses La fréquence nominale du PZT est

$$\nu_{US} = 2,3MHz. \tag{4.86}$$

Cette porteuse est engendrée par un générateur de fonction arbitraire *Agilent 33220A*.

La fréquence nominale des MAO est quant à elle $\nu_{MAO_0} = 80MHz$. Les porteuses de MAO_1 et MAO_2 sont ainsi de fréquences respectives

$$\nu_{MAO_1} = 77.7MHz \tag{4.87}$$

$$\nu_{MAO_2} = 80MHz \tag{4.88}$$

Ces porteuses sont engendrées chacune par un générateur de fonction arbitraire *Agilent 33250A*.

La génération des signaux arbitraires Ces signaux sont engendrés par la fonction de génération de fonctions arbitraires de deux *Agilent 33220A*. Pour cela, ces générateurs disposent d'une mémoire interne de $2^{16} = 65536$ points codés sur $2^{14} = 16384$ niveaux. Cette mémoire peut être chargée manuellement point par point par l'interface utilisateur en façade ou par transfert via l'interface GPIB à partir d'un ordinateur. Cette deuxième solution a naturellement été retenue. Le générateur utilise une technique de synthèse numérique directe (*DDS* en anglais pour *Digital Direct Synthesis*). Elle s'effectue en trois étapes : la mémoire chargée est lue à la fréquence d'échantillonnage native du générateur, s'en suit une conversion numérique-analogique et finalement un filtrage passe-bas d'anti-repliement spectral lisse le signal. Le signal engendré est en fait la répétition du motif chargé selon une fréquence prédéfinie par l'utilisateur. Nous considérons ici une séquence aléatoire $\psi_{US}(t)$ de N sauts de phases $\{\phi_i\}$, de période T également répartie sur $\{0, \pi\}$ avec un pas temporel $T_\phi = {}^T/_N$ constant. Le point important est d'abord que la fréquence d'échantillonnage utilisée vaut 50MHz et que la fréquence en coupure du filtre est située à 20MHz. Cette fonction permet donc de générer notre signal créneau aléatoire de fréquence native ${}^1/_{T_\phi} \leq 1MHz$ sans limitation majeure. Le deuxième point important est la stabilité de la phase du signal engendré, autrement dit le problème de gigue(*jitter* en anglais). L'échantillonnage fréquentiel de la synthèse

numérique introduit un bruit négligeable devant les autres sources de bruit de phase. Les caractéristiques constructeurs annoncent de plus une gigue RMS de 6ns + 30ppm, qui constitue un bruit de phase également négligeable pour notre expérimentation ; d'autant plus que les éléments en aval du générateur apportent probablement une dispersion de phase plus importante. Le troisième point important est le bruit apporté par les erreurs dites de fuites. Ce phénomène intervient à la répétition du motif qui peut générer des discontinuités temporelles. Nos motifs de sauts aléatoires de phases ont l'avantage de ne pas présenter ce défaut. La fonction de génération arbitraire nous permet donc de générer convenablement la modulation aléatoire de phase $e^{j\psi_{US}}$ nécessaire à la technique de TAOC.

Le mélange des signaux Le mélange des signaux s'effectue par 3 mixers analogiques passifs ZAD-1H de chez Mini-Circuits.

- Le premier permet de mixer la porteuse $e^{j\omega_{MAO_1}t}$ à la modulation aléatoire de phases $e^{j\psi_{US}(t-\theta)}$ pour donner le signal d'excitation du MAO_1 $U_{MAO_1}(t)$ donnée par l'équation 4.85.
- Les deux autres mixers permettent de mélanger successivement la porteuse ultrasonore $e^{j\omega_{US}t}$ à la modulation aléatoire $e^{j\psi_{US}(t)}$ et la modulation créneau asymétrique $H(t)$, l'ordre n'étant pas important, pour donner l'excitation du PZT $U_{PZT}(t)$ donnée par l'équation 4.84.

Les mixers ZAD-1H présentent une perte de conversion typique de 7dB sur une bande passante 0.5 - 500 MHz. Cette perte peut être compensée par une augmentation de l'amplitude des signaux d'entrée, dans la limite de linéarité des transformateurs internes. Cette limitation ne pose pas de problème pour le signal du MAO_1 qui ne comporte qu'un seul mixer. Par contre, la génération du signal d'excitation du PZT suppose deux mixers successifs et la perte de conversion ne peut être compensée sous peine de générer des non linéarités très marquées avant saturation. Ce signal est donc mis en forme avec un niveau plus faible avant de subir une pré-amplification.

L'amplification des signaux Les signaux des MAO sont amplifiés par des amplificateurs de puissance ZHL-3A de chez Mini-Circuits. La pré-amplification du signal du PZT est permise par l'amplificateur de tension large bande ZFL-500LN de chez Mini-Circuits polarisé sous 15V (gain de 28 dB) précédé par un atténuateur passif Trilithic BMA-35110. Le signal est ensuite amplifié par l'amplificateur de puissance large bande ALP6080 de chez SCO auquel le PZT est directement connecté.

L'acquisition des données

Un point d'imagerie est défini par la position du PZT selon *(Ox)* et le retard temporel θ, autrement dit par le couple (x, θ). A chaque point d'imagerie, le signal acousto-optique correspond à la composante spectrale $\widetilde{S}'_{PD}(\omega_{mod})$ du

signal délivré par la photodiode à la fréquence de la modulation ω_{mod} de $H(t)$. Cette composante est extraite par intégration au détecteur synchrone EG&G 7260 à la constante τ_c choisie. Le résultat est transféré à l'ordinateur via GPIB.

Le contrôle de l'expérimentation

Le contrôle d'expérimentation s'effectue via GPIB par deux programmes codés en C. Le premier permet d'initialiser toute l'instrumentation ; le deuxième permet de piloter l'instrumentation et d'acquérir la donnée à chaque point d'imagerie $(x, \phi = {}^{2\pi\theta}/_{T})$.

L'initialisation de l'instrumentation L'initialisation de l'instrumentation concerne les 6 générateurs de fonctions arbitraires, le contrôleur de moteur pas à pas et le détecteur synchrone.

- Le détecteur synchrone est paramétré par le temps d'intégration τ_c, le niveau de saturation et le gain de pré-amplification. En pratique, τ_c est choisi entre 100ms et 1s, et le gain de pré-amplification nul.
- Le moteur pas à pas est paramétré par sa position axiale initiale, sa vitesse de déplacement, son accélération et sa décélération.
- L'initialisation des 6 générateurs permet de générer tous les signaux d'excitation. Seule l'initialisation des 2 générateurs des signaux de sauts aléatoires de phase se différencie. Elle suppose le chargement de la séquence aléatoire, paramétrée par le nombre de sauts N, la fréquence de répétition du motif ${}^{1}/_{T}$, et le déphasage $\phi = {}^{2\pi\theta}/_{T}$. Cette initialisation nécessite un temps inférieur à la seconde, sauf dans le cas d'un N important (typiquement $N > 2^{10}$) où le chargement des points peut durer quelques secondes. La seule opération qui n'a pas été automatisée est la mise en phase initiale des signaux aléatoires. En effet, les deux générateurs de fonction arbitraire se déclenchent l'un et l'autre avec un léger décalage. Pour contrôler le déphasage absolu des deux motifs aléatoires, il faut les remettre initialement en phase manuellement à l'aide par exemple d'un oscilloscope. Ceci limite en fait la fréquences de répétition du motif aléatoire ${}^{1}/_{T}$: en pratique il est difficile de synchroniser l'oscilloscope pour des fréquences inférieures à quelques Hertz.

Le pilotage de l'instrumentation Le pilotage de l'imagerie suppose de modifier de manière itérative le couple $(x, \phi = {}^{2\pi\theta}/_{T})$. Le déplacement mécanique du PZT est source de deux problèmes : une décorrélation par mise en mouvement de l'eau environnante, et le temps nécessaire au déplacement mécanique. Pour limiter cela, l'imagerie de l'échantillon s'effectue par le maillage qui requiert le moins de déplacement mécanique, à savoir un déplacement du PZT sur $[x_1, x_2]$ par $n_x - 1$ pas δx , où, pour chaque position, ϕ parcourt $[\phi_{min}, \phi_{max}]$ par $n_\phi - 1$ pas $\delta\phi$. Le programme de pilotage incrémente ϕ, puis enregistre en -ascii la composante spectrale $\widetilde{S}_{PD}(\omega_{mod})$ fournie par le détecteur

synchrone. A la fin du maillage, le fichier résultat consiste en un tableau à 3 colonnes $[x, \phi, s]$ à $n_x \times n_\phi$ lignes.

4.4.3 Une synthèse sur la mise en oeuvre de la TAOC sur le montage expérimental

La mise en oeuvre de la TAOC ne requiert aucune modification majeure du montage expérimental de l'imagerie acousto-optique par holographie photoréfractive présenté au chapitre 3. Elle nécessite en fait seulement la génération des signaux de phases aléatoires ψ_{US} et ψ_P. Ces signaux sont engendrés par deux générateurs de fonctions arbitraires supplémentaires dans lesquels a été chargée via interface GPIB la même séquence aléatoire de N états de phases également répartis sur $\{0, \pi\}$. En pratique, un programme en C permet d'initialiser rapidement toute l'instrumentation. Un autre programme en C permet ensuite d'effectuer des profils d'imagerie résolument axialement en contrôlant le retard θ entre ces deux signaux aléatoires - qui détermine l'abscisse d'imagerie $z_0 = c_{US}\theta$, et la fréquence de répétition $1/T$ des motifs chargés - qui détermine la résolution d'imagerie $\Delta z = c_{US} \times T/N$.

4.5 Une étude expérimentale de la résolution axiale

Une fois la mise en place de la technique de TAOC sur le montage effectué, il a été possible de vérifier le principe de cette TAOC, à savoir qu'il se crée une zone de cohérence acousto-optique. Pour cela, j'ai d'abord vérifié que le signal acousto-optique était bien dépendant du temps de cohérence acousto-optique T_ϕ. Une fois le principe de résolution validé, je me suis ensuite intéressé à la valeur spécifique de cette résolution, à savoir si elle équivaut bien à la longueur de cohérence $\Delta z = c_{US} \times T_\phi$. Pour cela, j'ai tenté de résoudre deux inclusions absorbantes physiquement séparées.

4.5.1 La dépendance du signal et de la résolution à la longueur de cohérence acousto-optique Δz

Comme nous l'avons abordé plus haut, la résolution attendue pour l'imagerie doit varier comme la longueur de cohérence acousto-optique $\Delta z = c_{US} \times T_\phi$. De plus, le signal acousto-optique doit varier linéairement en Δz. Ceci est attendu dans l'hypothèse d'une homogénéité du flux lumineux. Dans un échantillon diffusant, cette hypothèse est localement relativement bien vérifié sur des distances faibles devant la tâche de diffusion, i.e. pour $\Delta z < y$.

L'expérimentation

Cette expérimentation a été en fait la première mise en oeuvre expérimentale de la TAOC. Notons également une anecdote expérimentale : les premiers essais présentaient un bruit parasite très important à la fréquence de la modulation $H(t)$, $\nu_{mod} = 3kHz$, qui noyait totalement le signal, même lorsque le bras sonde était éteint ... il s'agissait en fait d'un couplage de bruits d'alimentation entre les deux amplificateurs de puissance des MAO qui étaient branchés sur la même alimentation ; la mise en place d'alimentations séparées a résorbé immédiatement le problème.

J'ai fixé le nombre de sauts aléatoires à $N = 2^{14} = 16384$ et j'ai fait varier la fréquence de répétition du motif $1/T$ de manière à obtenir une longueur de cohérence de $\Delta z = 1.5mm$ à près de $\Delta z = 10cm$. L'imagerie a été effectuée sur un échantillon diffusant de coefficient de diffusion réduit $\mu'_s = 10cm^{-1}$, de surface 6.5×6.5 cm² et d'épaisseur $L = 3cm$. La détection photoréfractive utilisée est une configuration copropageante de diffraction anisotrope. L'expérimentation a consisté à déphaser pas à pas les deux motifs aléatoires $\psi_{US}(t)$ et $\psi_P(t) = \psi_{US}(t - \theta)$. Tous les paramètres pertinents de la configuration expérimentale sont détaillés sur la figure 4.6.

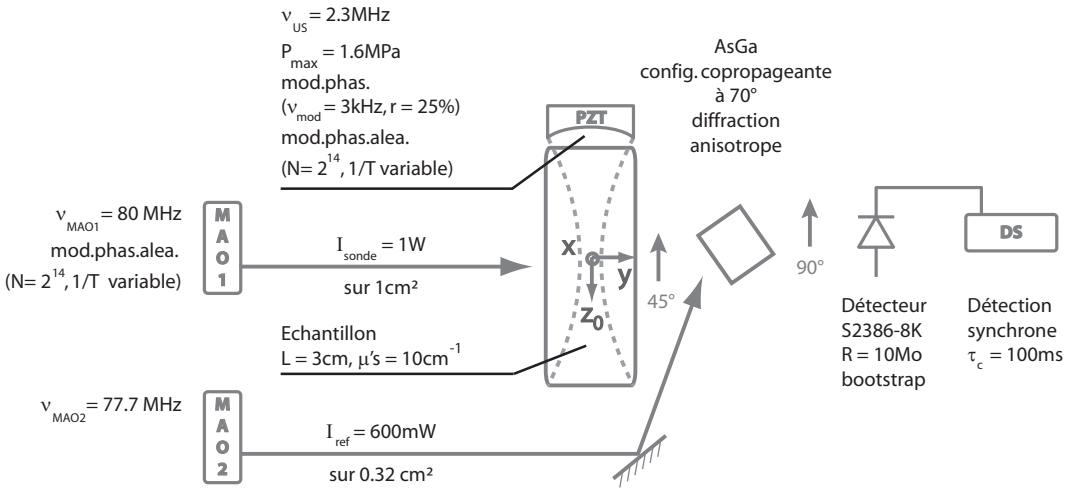


FIGURE 4.6: Les conditions expérimentales de l'imagerie par TAOC d'un échantillon diffusant épais ($L = 3cm$, $\mu'_S = 10cm^{-1}$).

Les résultats expérimentaux

La figure 4.7 superpose les profils obtenus pour des longueurs de cohérence Δz allant de 2 mm à 10 cm. Les profils ont été tronqués de manière à représenter le même domaine spatial. Nous pouvons facilement voir deux tendances. Tout d'abord, le signal acousto-optique augmente avec la longueur de cohérence Δz. Et il semble augmenter moins rapidement pour les longueurs de cohérence importantes. Ensuite, pour les faibles longueurs de cohérence, la largeur typique du profil semble être constant, alors qu'elle tend à grandir pour les longueurs de cohérence importantes.

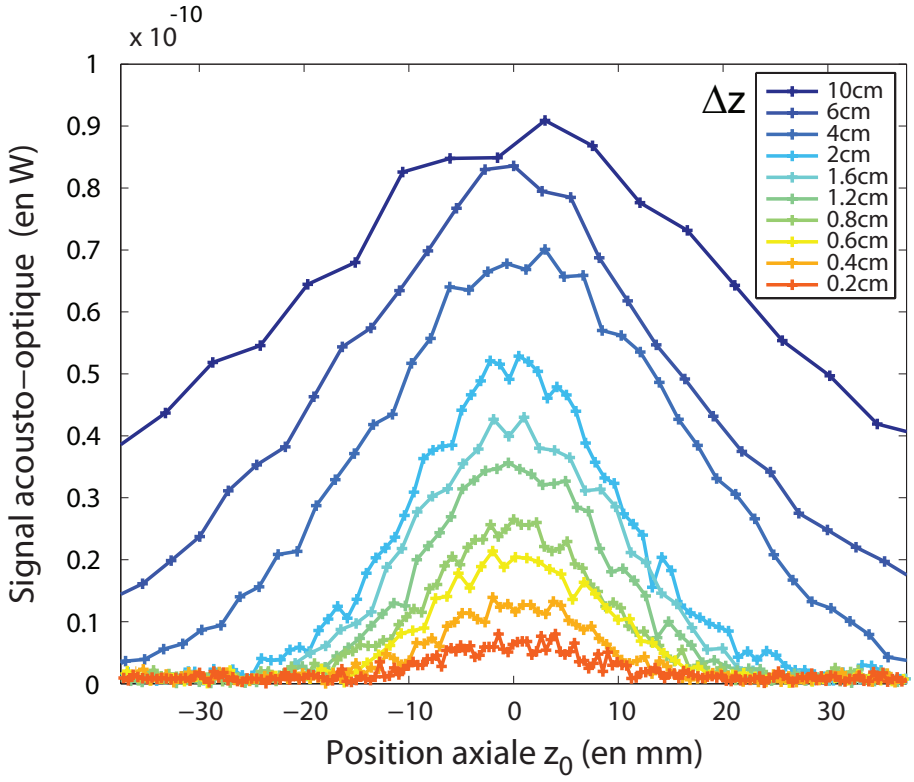


FIGURE 4.7: Profils d'imagerie acousto-optique par TAOC du plan de coupe à mi-épaisseur d'un échantillon diffusant épais ($L = 3cm$, $\mu'_S = 10cm^{-1}$) pour des résolutions théoriques Δz de 0.2cm à 10cm.

Reportons-nous de manière plus précise à la figure 4.8 qui rapporte les maxima des profils en fonction de la longueur de cohérence Δz. Les données expérimentales sont l'ensemble des croix bleues. Les deux asymptotes en noir dénotent de l'évolution des maxima respectivement à faibles et aux fortes longueurs de cohérence. Elles soulignent deux tendances : une augmentation linéaire du signal acousto-optique pour les faibles longueur de cohérence, et une saturation du signal aux fortes longueurs. Ce comportement est conforme à celui attendu.

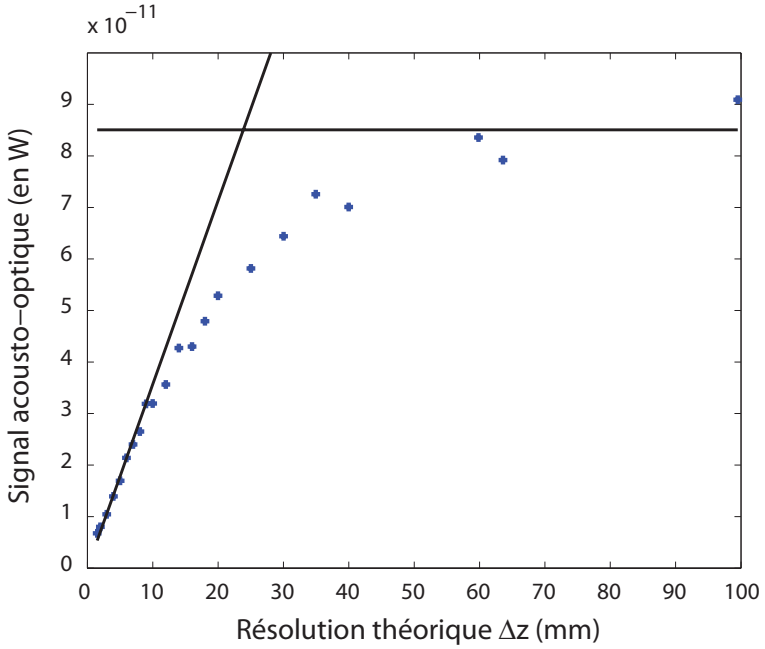


FIGURE 4.8: La dépendance des maxima des profils d'imagerie acousto-optique par TAOC du plan de coupe à mi-épaisseur d'un échantillon diffusant épais ($L = 3cm$, $\mu'_S = 10cm^{-1}$) reportés sur la figure 4.7, suivant les résolutions théoriques $\Delta z = c_{US} \times T_\phi$ correspondantes.

Tout ceci concorde à valider le principe de résolution, à savoir une zone spatiale différenciée. De fait, je privilégierai désormais le terme « résolution » au terme « longueur de cohérence », qui, même s'il exprime une idée plus globale, à savoir celle de cohérence acousto-optique, reste tout de même assez encombrant à l'usage.

4.5.2 La fonction d'appareil de la TAOC

Nous allons nous intéresser à la fonction d'appareil de la TAOC. Comme nous l'avons vu dans la modélisation théorique du signal de TAOC, cette fonction s'exprime selon $|g_{1,z}(z)|^2$ avec $g_{1,z}(z)$ la fonction d'autocorrélation spatiale, qui est directement reliée à la fonction d'autocorrélation temporelle $g_1(t)$ suivant la relation

$$g_{1,z}(z) = g_1(t = z/c_{US}). \tag{4.89}$$

Comme les phases aléatoires sont appliquées en créneaux rectangulaires de phase, la fonction $g_{1,z}(z)$ est triangulaire, comme rapporté sur la figure 4.9. La fonction d'appareil $|g_{1,z}(z)|^2$ présente une largeur et une aire fonction de Δz.

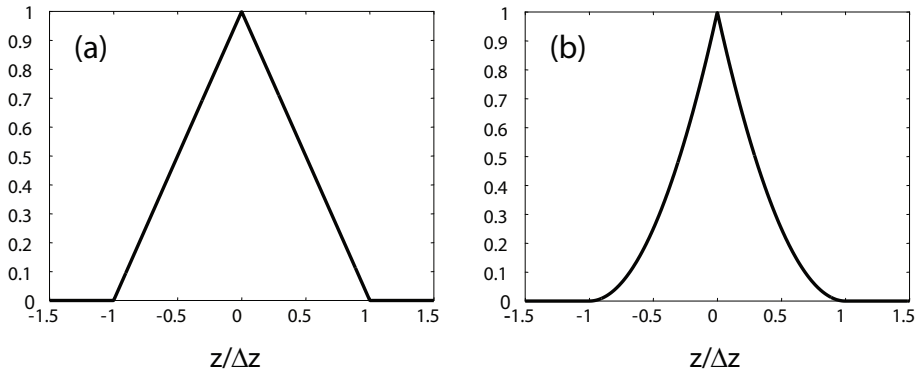


FIGURE 4.9: Allure des fonctions $g_{1,z}(z)$ (a) et $|g_{1,z}(z)|^2$ (b).

Nous nous intéressons ici uniquement à la prise en compte de la fonction d'appareil dans l'analyse des mesures expérimentales. A ce titre, pour ne pas alourdir le propos, je fais le choix d'ajuster la répartition transverse du signal acousto-optique par une simple gaussienne, à savoir la fonction

$$G(z) = \exp\left(-\frac{z^2}{w_g^2}\right), \tag{4.90}$$

où w_g est une longueur caractéristique. Les profils résolus axialement attendus s'expriment comme le produit de convolution de cette répartition gaussienne par la fonction d'appareil $|g_{1,z}(z)|^2$, connue.

Pour déterminer le paramètre w_g, nous pouvons reprendre le profil transverse non résolu axialement réalisé à la section 3.6 avec un échantillon diffusant de 3 cm de coefficient de diffusion $\mu'_S = 10cm^{-1}$. Ce profil peut être approché par une gaussienne de largeur $w_g = 10.2$ mm, comme présenté sur la figure 4.10. Comme l'échantillon correspondant à notre analyse n'est pas celui utilisé à la section 3.6, nous pouvons affiner ce paramètre en approchant les profils correspondant à une bonne résolution, comme $\Delta z = 2mm$ (a) et $\Delta z = 3\ mm$ où nous trouvons respectivement $w_g = 9.2mm$ et $w_g = 8.9mm$. Pour les ajustements qui suivent, nous avons considéré $w_g = 9mm$.

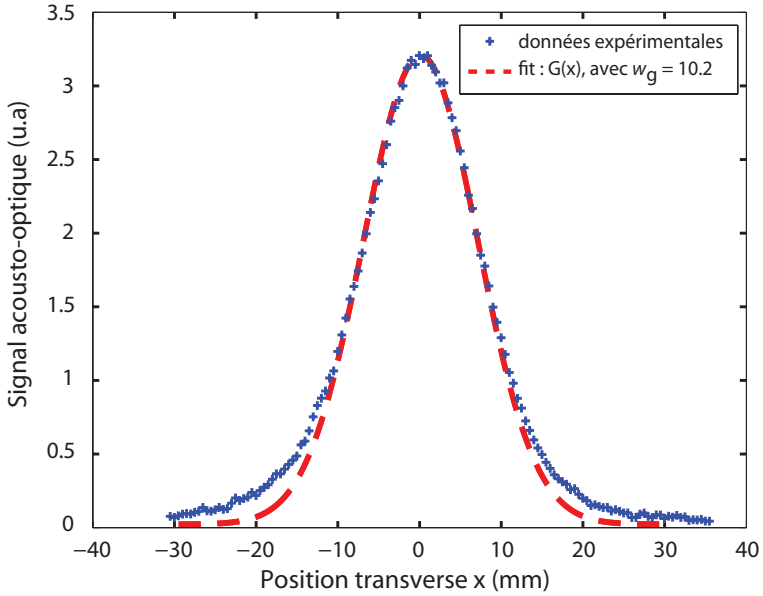


FIGURE 4.10: Un ajustement du profil expérimental transverse non résolu axialement rapporté sur la figure 3.14 à la section 3.6 par la fonction gaussienne de l'équation 4.90 avec $w_g = 10.2$ mm

Une analyse des profils expérimentaux par TAOC pour Δz grand

Considérons tout d'abord les profils obtenus avec Δz grand, à savoir correspondant à $\Delta z = 10\ cm$ et $\Delta z = 6\ cm$. Dans de tels cas, la longueur caractéristique de la répartition lumineuse $w_g \simeq 1cm$ est petite devant Δz. Par conséquent, les profils mesurés peuvent être directement comparés à la fonction d'appareil $|g_{1,z}(z)|^2$.

La figure 4.11 rapporte la superposition des profils expérimentaux en question à la fonction $|g_{1,z}(z)|^2$. L'allure générale des profils mesurés correspond bien à l'ajustement théorique attendu $|g_{1,z}(z)|^2$.

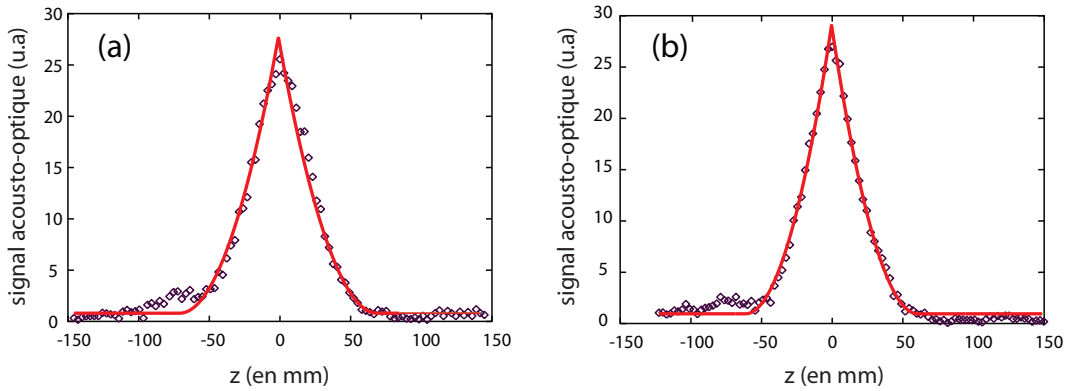


FIGURE 4.11: Superposition des profils expérimentaux de la figure 4.7, rapportés en points, et de l'ajustement théorique en $|g_{1,z}(z)|^2$, rapporté en trait continu, pour $\Delta z \simeq 10$ cm (a), et $\simeq 6$ cm (b).

Une analyse des profils expérimentaux par TAOC pour Δz quelconque

Considérons maintenant le cas plus général d'une résolution Δz quelconque. Il devient alors nécessaire de calculer la convolution de $|g_{1,z}(z)|^2$ par la fonction gaussienne $G(z)$.

La figure 4.12 rapporte l'ajustement des profils expérimentaux par ce produit de convolution. Le seul paramètre ajustable est un facteur multiplicatif qui diffère légèrement d'une courbe à une autre. Nous avons considéré ce facteur ajustable du fait que l'acquisition des profils expérimentaux s'est effectuée sur plusieurs heures, laissant ainsi place à des dérives expérimentales comme une dérive du laser.

Les ajustements théoriques approchent bien les profils expérimentaux résolus axialement. La fonction d'appareil $|g_{1,z}(z)|^2$ amenée par la modélisation théorique de la TAOC par holographie photoréfractive fonctionne convenablement.

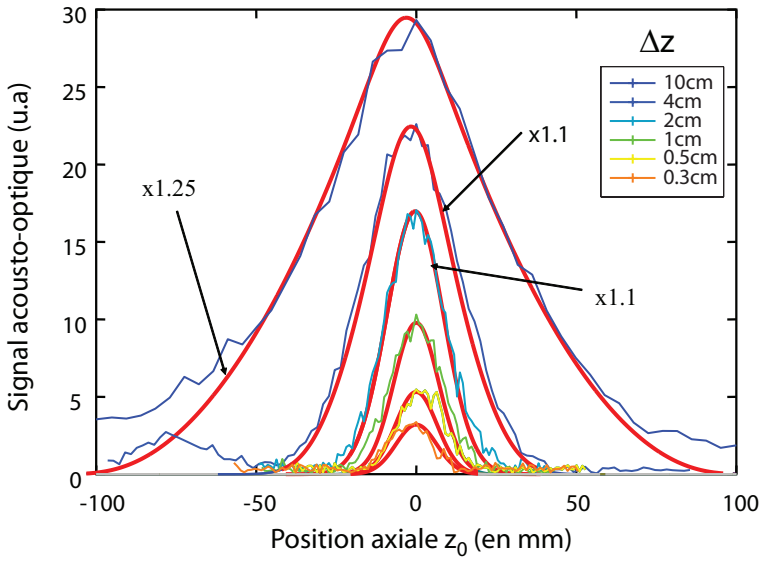


FIGURE 4.12: La superposition des profils expérimentaux résolus axialement rapportés sur la figure 4.7 et du produit de convolution de la fonction gaussienne $G(z)$ par la fonction $|g_{1,z}(z)|^2$, en courbe continue rouge. A été considéré un ajustement du gain du signal calculé pour chaque courbe, comme pointé par une flèche sur les courbes.

4.5.3 La résolution axiale de deux inclusions

Pour mesurer une résolution, il est courant d'imager une série d'échantillons comportant deux inclusions de séparation variable connue, et d'utiliser le critère de Rayleigh pour déterminer la résolution fixe et intrinsèque de l'instrument. La technique de TAOC nous permettant de faire varier directement la résolution, j'ai préféré imager un échantillon comportant deux inclusions absorbantes de séparation fixe et faire varier la résolution de l'imagerie.

L'expérimentation

L'échantillon comporte deux inclusions absorbantes cylindriques de 3mm diamètre séparées de 2mm et de 3mm de longueur, comme montré sur les photos ci-dessous. Il est non diffusant pour éviter le phénomène d' « ombrage » autour de l'inclusion. En effet, sur une sphère concentrique à l'inclusion et de rayon supérieur typiquement à la longueur de transport, le milieu garde la « mémoire » de l'absorption et la mesure de la résolution dans un tel milieu deviendrait dépendante du coefficient de diffusion. Il ne serait donc pas question de la résolution intrinsèque du système d'imagerie et il serait difficile de comparer les résultats obtenus aux valeurs théoriques attendues. J'ai donc privilégié un échantillon à base d'Agar Agar sans ajout d'Intralipides. Comme le suggère la photographie de l'échantillon dans son épaisseur, la diffusion de l'Agar Agar reste faible. Je la considère négligeable par la suite. Notre technique étant basée sur la lumière diffuse, j'ai placé une feuille de papier blanc comme diffuseur à la sortie de la cuve. La résolution est modifiée en faisant varier la fréquence de répétition $1/T$ du motif aléatoire de 8Hz à 64Hz. Cela correspond à des résolutions théoriques Δz de 11.4mm à 1.4mm. Tous les paramètres pertinents de la configuration expérimentale sont rappelés et détaillés sur la figure 4.13.

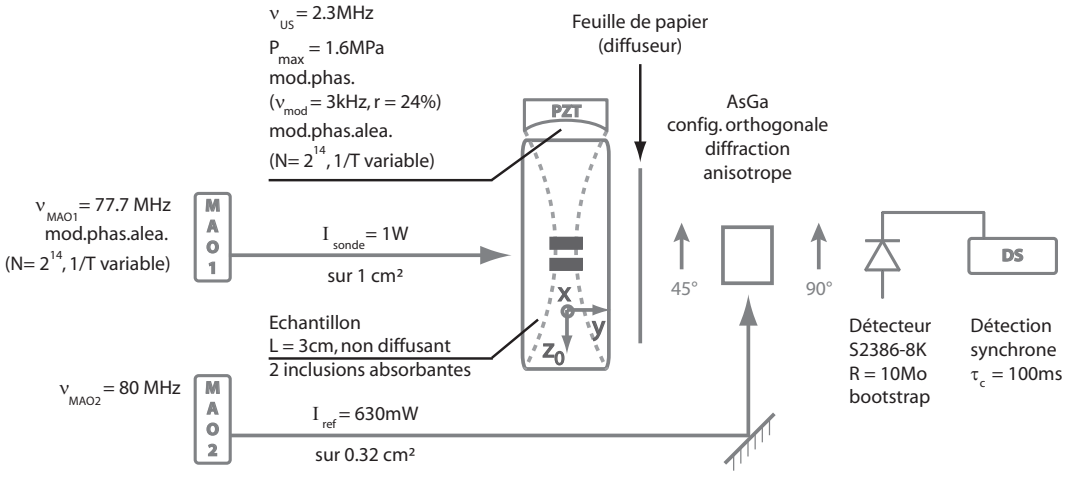
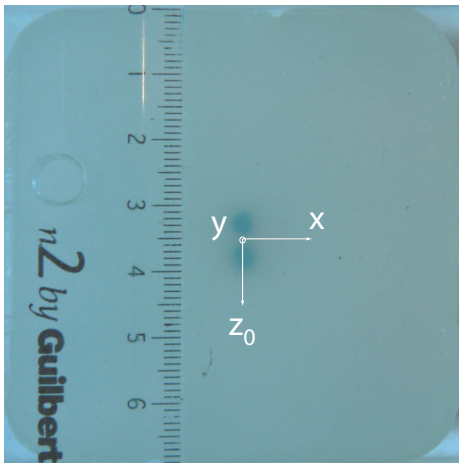
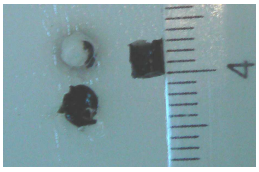


FIGURE 4.13: Les conditions expérimentales de l'imagerie par TAOC d'un échantillon *non diffusant* épais possédant 2 inclusions absorbantes.



(a)



(b)

FIGURE 4.14: Des photographies de l'échantillon *non diffusant* épais possédant 2 inclusions absorbantes (de diamètre 3mm, espacées de 2mm). Au dessus, photographie à travers son épaisseur selon le plan $(x0z_0)$. En dessous, au niveau du plan de coupe à mi-épaisseur.

Les résultats expérimentaux

Les images présentées sur la figure 4.15 sont des images à deux dimensions sur lesquelles sont précisées les résolutions théoriques respectives $\Delta z = 11.4mm, 5.7mm, 2.9mm$, et $1.4mm$. Les images ont subi un filtrage des fréquences spatiales par troncature dans l'espace de Fourrier avec une fréquence de coupure $k_c = 1mm^{-1}$. Ceci est à reporter à la fréquence d'échantillonnage spatial initiale $k_{max} = 1.3mm^{-1}$. La figure 4.16 présente leur profils axiaux selon l'axe verticale reliant les deux inclusions.

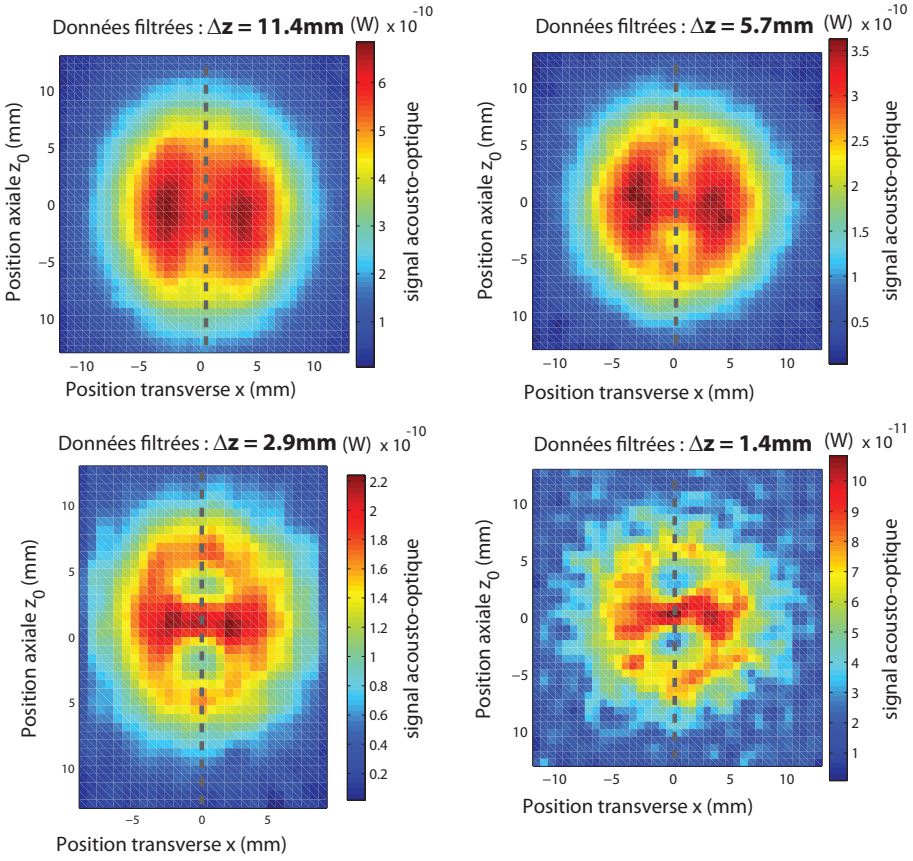


FIGURE 4.15: Images acousto-optiques par TAOC du plan de coupe à mi-épaisseur d'un échantillon *non diffusant* épais possédant 2 inclusions absorbantes (de diamètre 3mm, espacées de 2mm), avec des résolutions respectives Δz de 11.4mm, 5.7mm, 2.9mm et 1.4mm.

Sur l'image à la résolution théorique $\Delta z = 11.4mm$, nous ne pouvons distinguer aucune inclusion ; nous constatons juste une diminution du signal sur la colonne verticale. Pour la résolution théorique $\Delta z = 5.7mm$, nous discernons les inclusions, mais le contraste reste faible. En passant à la résolution théorique $\Delta z = 2.9mm$, nous distinguons clairement les deux inclusions, et nous les résolvons. Le contraste n'est bien entendu pas encore maximal. La géométrie de la zone d'imagerie - dépendante de la fonction d'autocorrélation du motif aléatoire - n'est en effet pas une fenêtre spatiale carrée. Le contraste n'est maximal que lorsque toute cette géométrie est incluse dans l'inclusion absorbante, autrement dit à partir d'une résolution théorique $\Delta z = 1.5mm$. Ceci est confirmé par l'image à la résolution théorique $\Delta z = 1.4mm$. Notons qu'à partir de cette résolution, le signal au niveau de l'absorbant est limité par le bruit expérimental. Nous pouvons également noter de nouveau la diminution du signal acousto-optique avec la résolution théorique $\Delta z = c_{US} \times T_\phi$.

La résolution expérimentale concorde avec la résolution théorique. J'emploierai donc désormais simplement le terme commun de « résolution ».

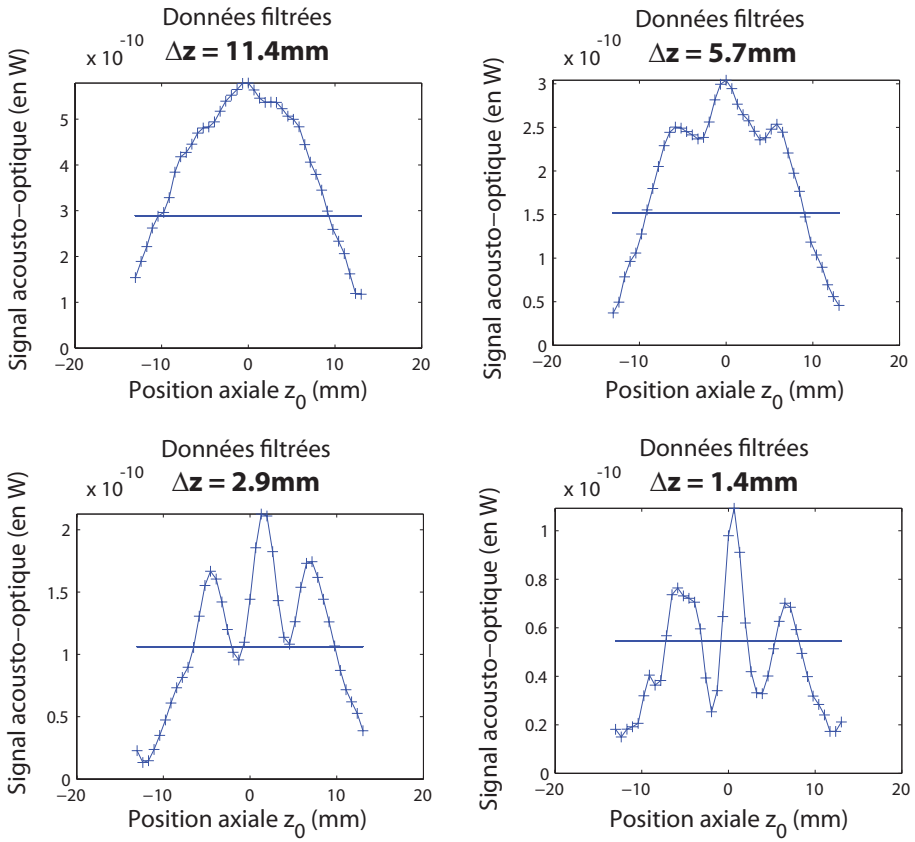


FIGURE 4.16: Profils verticaux des images acousto-optiques par TAOC du plan de coupe à mi-épaisseur d'un échantillon *non diffusant* épais possédant 2 inclusions absorbantes (de diamètre 3mm, espacées de 2mm), avec des résolutions respectives Δz de 11.4mm, 5.7mm, 2.9mm et 1.4mm, présentées sur la figure 4.15. L' axe du profil correspond au trait hachuré figurant sur la figure 4.15.

4.5.4 Une synthèse sur la résolution axiale obtenue par la TAOC

Les études exposées dans cette section nous ont d'abord permis de valider le principe d'une résolution axiale. Nous avons en effet montré que le signal acousto-optique était dépendant de la longueur de cohérence acousto-optique Δz, avant une saturation due à l'étendue spatiale finie du cône de diffusion dans l'échantillon. Nous nous sommes ensuite intéressés à la fonction d'appareil de la TAOC par holographie photoréfractive. Nous avons vérifié que la fonction $|g_{1,z}(z)|^2$ introduite par la modélisation théorique concorde expérimentalement. Nous avons enfin utiliser l'expérimentation pour résoudre spatialement deux inclusion pour des résolutions théoriques Δz variables. Nous avons ainsi validé la résolution selon l'axe de propagation acoustique obtenue par la TAOC, qui s'écrit $\Delta z = c_{US} T_\phi$.

4.6 Les images expérimentales

Nous allons maintenant appliquer la TAOC à son domaine de prédilection, l'imagerie de milieux diffusants épais. Dans les imageries présentées ici, nous utiliserons la même détection interférentielle (même configuration et mêmes caractéristiques), avec une même résolution $\Delta z = 2.9mm$. Seuls les échantillons à imager et la puissance lumineuse du bras sonde diffèrent. Le premier est un échantillon diffusant sans inclusion, pour imager le profil de diffusion. Le deuxième est un échantillon de caractéristiques de diffusion identiques au premier mais qui présente en plus une inclusion absorbante. Le troisième échantillon est un échantillon de caractéristiques différentes, présentant deux inclusions absorbantes. Enfin le quatrième et dernier est un échantillon de tissus biologiques, à savoir une escalope de dinde.

4.6.1 Imagerie de la diffusion lumineuse

Les conditions expérimentales

L'échantillon considéré présente une surface $S = 6.5 \times 6.5cm^2$, une épaisseur $L = 3.2cm$ et un coefficient de diffusion réduit $\mu'_s = 6cm^{-1}$. L'injection lumineuse présente une puissance $\phi_{sonde} = 630mW$ sur $1cm^2$. Le temps d'intégration à la détection synchrone est $\tau_c = 100ms$. Tous les paramètres pertinents de la configuration expérimentale sont détaillés sur la figure 4.17. Le maillage spatial de l'échantillon consiste en un pas de déplacement du PZT $\delta x = 0.65mm$ et un pas de déplacement de la zone de cohérence acousto-optique $\delta z = 0.65mm$, pour obtenir une image de 100×100 points couvrant la totalité de la surface S de l'échantillon.

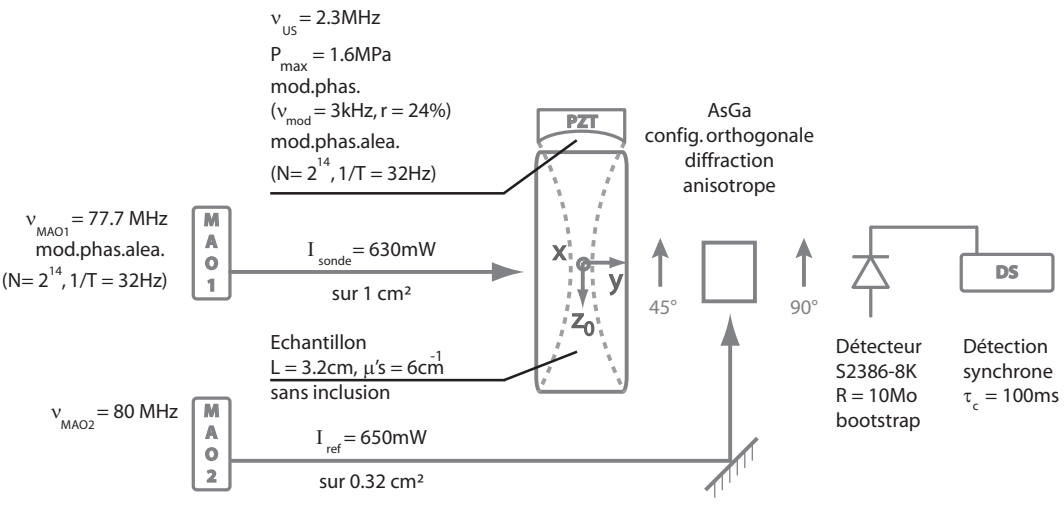


FIGURE 4.17: Les conditions expérimentales de l'imagerie par TAOC d'un échantillon diffusant épais ($L = 3cm$, $\mu'_S = 6cm^{-1}$).

Les résultats expérimentaux

La figure 4.18 présente l'image expérimentale obtenue après filtrage. Ce filtrage a consisté en une troncature des fréquences spatiales dans l'espace de Fourrier selon la fréquence de coupure $k_c = 1mm^{-1}$, à rapporter à la fréquence spatiale d'échantillonnage native $k_{max_0} = {}^1/_{0.65} \simeq 1.54mm^{-1}$. Notons que cette fréquence de coupure $k_c = 1mm^{-1}$ n'entraîne pas de perte d'informations, compte tenu de la fréquence spatiale $k_{z,max} = {}^2/_{\Delta z} \simeq 0.7mm^{-1}$ associée à la résolution axiale $\Delta z = 2.9mm$ utilisée. La figure 4.19 présente les profils horizontal et vertical au niveau du maximum de signal de ces deux images. Nous voyons assez clairement la symétrie de révolution de diffusion dans ce milieu isotrope. Nous voyons également la répartition non uniforme du flux lumineux dans l'échantillon, avec l'apparition d'un cône de diffusion. Ceci s'explique par l'absorption du milieu qui pondère notablement les chemins de diffusion de grande longueur qui ont tendance à s'écarter de l'axe balistique. La largeur à mi-hauteur du cône de diffusion vaut environ $17mm$.

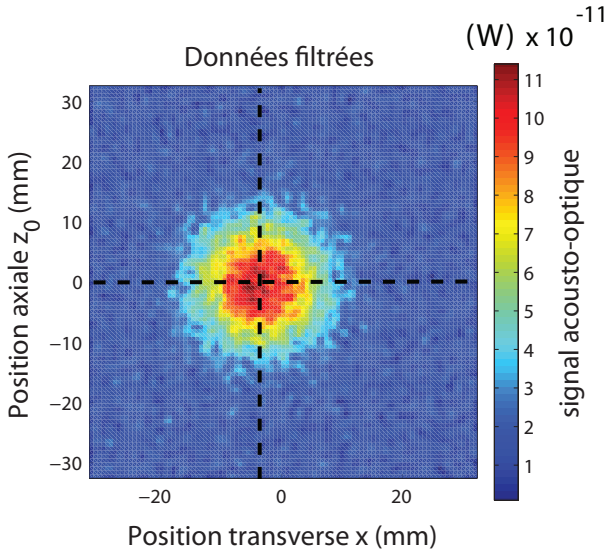


FIGURE 4.18: Image acousto-optique par TAOC du plan de coupe à mi-épaisseur d'un échantillon diffusant épais ($L = 3cm$, $\mu'_S = 6cm^{-1}$).

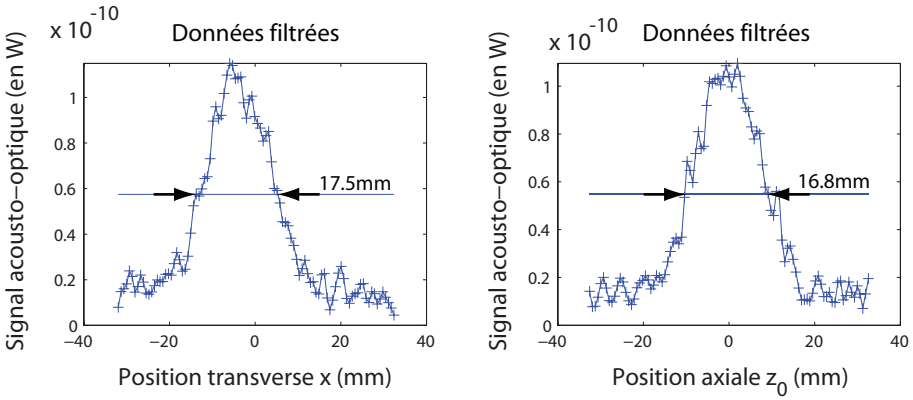


FIGURE 4.19: Profils axiaux de l'image acousto-optique par TAOC du plan de coupe à mi-épaisseur d'un échantillon diffusant épais ($L = 3cm$, $\mu'_S = 6cm^{-1}$). Les axes des profils correspondent aux traits hachurés figurant sur la figure 4.18.

4.6.2 Imagerie d'une inclusion absorbante

Nous considérons maintenant un échantillon avec une inclusion absorbante cylindrique de 3mm de diamètre.

Les conditions expérimentales

L'échantillon considéré présente une surface $S = 6.5 \times 6.5cm^2$, une épaisseur $L = 3cm$ et un coefficient de diffusion réduit $\mu'_s = 6cm^{-1}$. Il présente une inclusion absorbante cylindrique de 3mm de diamètre et de 5mm de longueur en son centre. L'injection lumineuse présente une puissance $\phi_{sonde} = 630mW$ sur $1cm^2$. Le temps d'intégration à la détection synchrone τ_c vaut 100ms. Tous les paramètres pertinents de la configuration expérimentale sont détaillés sur la figure 4.21. Le maillage spatial de l'échantillon présente toujours un pas de déplacement du PZT $\delta x = 0.65mm$ et un pas de déplacement de la zone de cohérence acousto-optique $\delta z = 0.65mm$, pour obtenir une image de 100×100 points de l'échantillon toujours sur la totalité de sa surface S.



FIGURE 4.20: Une photographie du plan de coupe à mi-épaisseur de l'échantillon diffusant épais ($L = 3cm$, $\mu'_S = 6cm^{-1}$) possédant une inclusion absorbante (de diamètre 3mm).

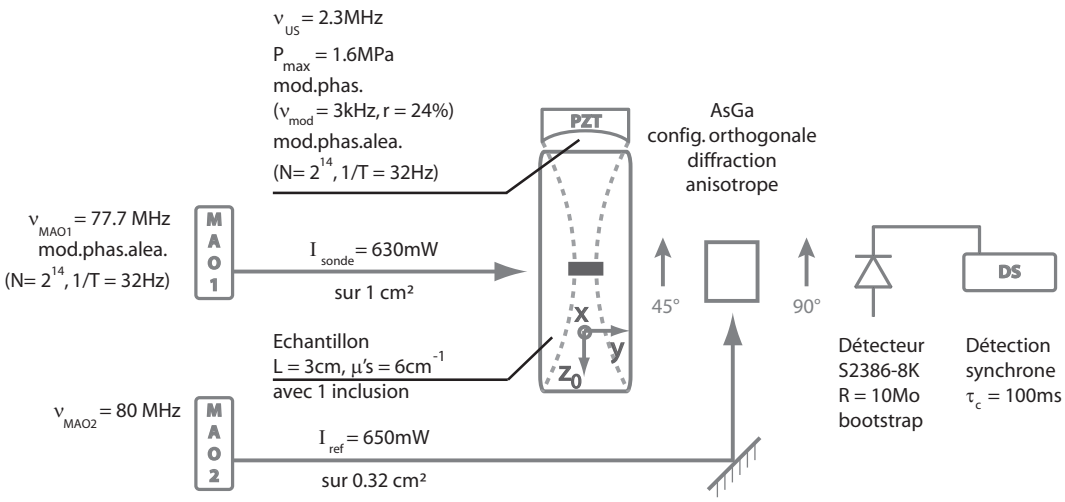


FIGURE 4.21: Les conditions expérimentales de l'imagerie par TAOC d'un échantillon diffusant épais ($L = 3cm$, $\mu'_S = 6cm^{-1}$) possédant une inclusion absorbante.

Les résultats expérimentaux

La figure 4.22 présente l'image expérimentale obtenue après filtrage selon la fréquence de coupure $k_c = 1mm^{-1}$. Cette fréquence de coupure évite de perdre toute information axiale du fait de la résolution axiale $\Delta z = 2.9mm$ employée, à laquelle correspond la fréquence spatiale maximale $k_{z,max} = {}^2/_{\Delta z} \simeq 0.7mm^{-1}$. La figure 4.23 présente les profils axiaux horizontal et vertical correspondants. Nous voyons très clairement le contraste d'absorption au centre du cône de diffusion lumineux. De plus, la mesure de la largeur à mi-hauteur du contraste donne à peu près 5mm, à comparer au diamètre natif de 3mm de l'inclusion absorbante. Cet écart s'explique par deux propriétés de notre imagerie. La pre-

mière est la nature même de l'échantillon : un milieu diffusant. Sur une sphère concentrique à l'inclusion d'un rayon qui lui est supérieur de la longueur de transport $l^\star$, le milieu garde la mémoire de cette absorption. Dans le cas présent, la longueur vaut $l^\star = {}^1/_{(6cm^{-1})} \simeq 1.7mm$. La deuxième est la résolution de notre imagerie. Cependant, cette résolution est par construction dissymétrique : elle vaut 1.2mm dans le plan transverse et 2.9mm selon l'axe vertical. Si la résolution était le paramètre limitant, nous verrions une dissymétrie du contraste, ce qui ne semble pas être le cas ici. La diffusion semble donc bien être ici à l'origine de cet écart.

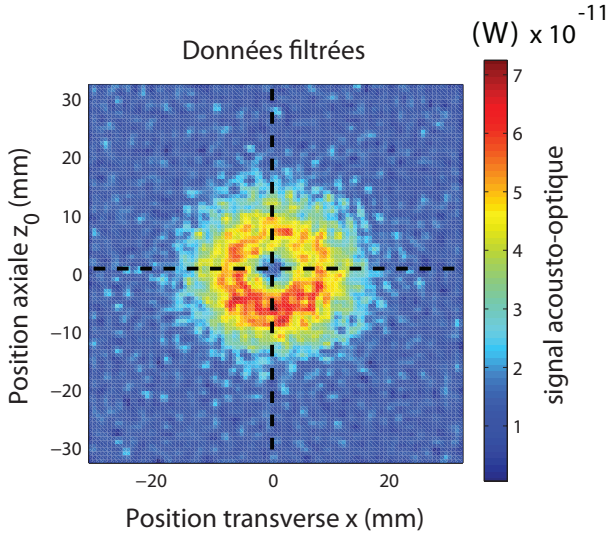


FIGURE 4.22: Image acousto-optique par TAOC du plan de coupe à mi-épaisseur d'un échantillon diffusant épais ($L = 3cm$, $\mu'_S = 6cm^{-1}$) possédant 1 inclusion absorbante (de diamètre 3mm), avec une résolution $\Delta z = 2.9mm$.

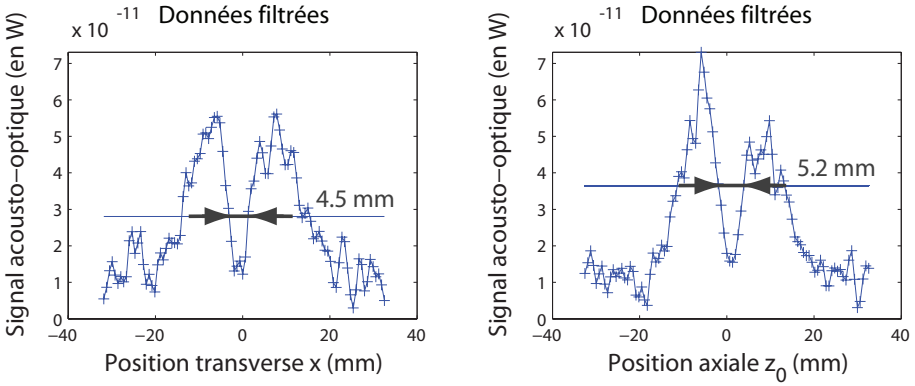


FIGURE 4.23: Profils axiaux de l'image acousto-optique par TAOC du plan de coupe à mi-épaisseur d'un échantillon diffusant épais ($L = 3cm$, $\mu'_S = 6cm^{-1}$) possédant 1 inclusion absorbante (de diamètre 3mm), avec une résolution $\Delta z = 2.9mm$., présentée sur la figure 4.22. Les axes des profils correspondent aux traits hachurés figurant sur la figure 4.26.

4.6.3 Imagerie de deux inclusions absorbantes

Nous considérons maintenant un échantillon avec 2 inclusions cylindriques absorbantes de 3mm de diamètre séparées de 2mm. Cette expérimentation a été effectuée par Salma Farahi, doctorante en deuxième année à la date de soutenance de la thèse, qui prend entre autres la suite du travail expérimental que j'ai mené.

Les conditions expérimentales

L'échantillon considéré présente une surface $S = 6.5 \times 6.5 cm^2$, une épaisseur $L = 2cm$ et un coefficient de diffusion réduit $\mu'_s = 10cm^{-1}$. Il présente deux inclusions absorbantes cylindriques de 3mm de diamètre et de 5mm de longueur, séparées de 2mm, comme montré sur la figure 4.25. L'injection lumineuse présente une puissance $\phi_{sonde} = 350mW$ sur $1cm^2$. Le temps d'intégration à la détection synchrone vaut $\tau_c = 500ms$. Tous les paramètres pertinents de la configuration expérimentale sont détaillés sur la figure 4.24.

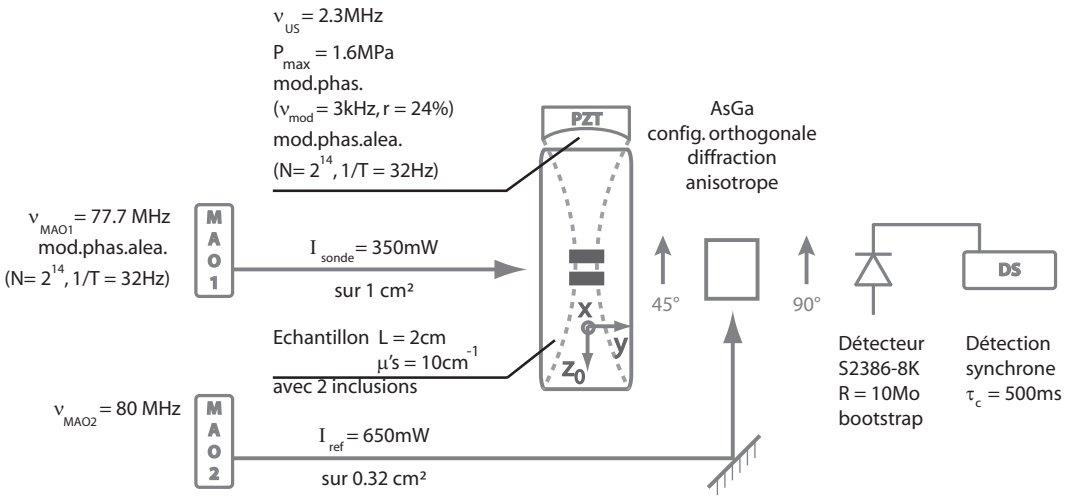


FIGURE 4.24: Les conditions expérimentales de l'imagerie par TAOC d'un échantillon diffusant épais ($L = 2cm$, $\mu'_S = 10cm^{-1}$) possédant deux inclusions absorbantes.

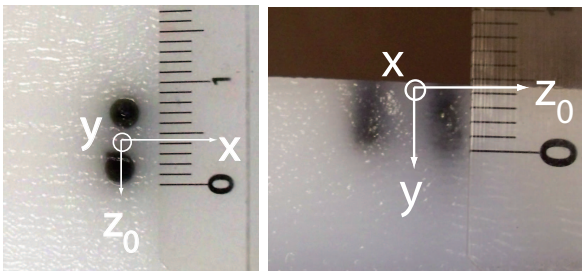


FIGURE 4.25: Des photographies de l'échantillon diffusant épais ($L = 2cm$, $\mu'_S = 10cm^{-1}$) possédant deux inclusions absorbantes (de diamètre 3mm, espacées de 2mm). A gauche, photographie du plan de coupe à mi-épaisseur ; à droite photographie selon le plan (yOz).

Les résultats expérimentaux

La figure 4.26 présente les images expérimentales filtrées obtenues pour une résolution $\Delta z = 11.4$mm, 5.7mm, 2.9mm et 1.4mm. Le filtrage utilisé est une troncature des fréquences spatiales de fréquence de coupure $k_c = 1mm^{-1}$. La figure 4.27 présente les coupes verticales correspondantes, au niveau du centre de l'échantillon.

Pour la résolution $\Delta z = 11.4mm$, nous ne discernons aucunement les inclusions. Seule une baisse du signal au centre de l'échantillon nous informe qu'il s'y trouve probablement un ou plusieurs éléments absorbants. Pour la résolution $\Delta z = 5.7mm$, les deux inclusions sont discernables. Ceci s'accentue pour les résolutions $\Delta z = 2.9mm$ et $\Delta z = 1.4mm$. Nous pouvons comparer brièvement ces images en milieu diffusant à celles effectuées dans le milieu non diffusant à la section 4.5.3. Nous remarquons qu'avec ce milieu diffusant, pour $\Delta z = 2.9mm$, les inclusions sont moins discernables que sans milieu diffusant. Ceci suggère de nouveau un effet d'ombrage lié à un effet de mémoire dans notre milieu diffusant. Notons par ailleurs l'évolution du signal, qui a bien tendance à diminuer avec la résolution Δz.

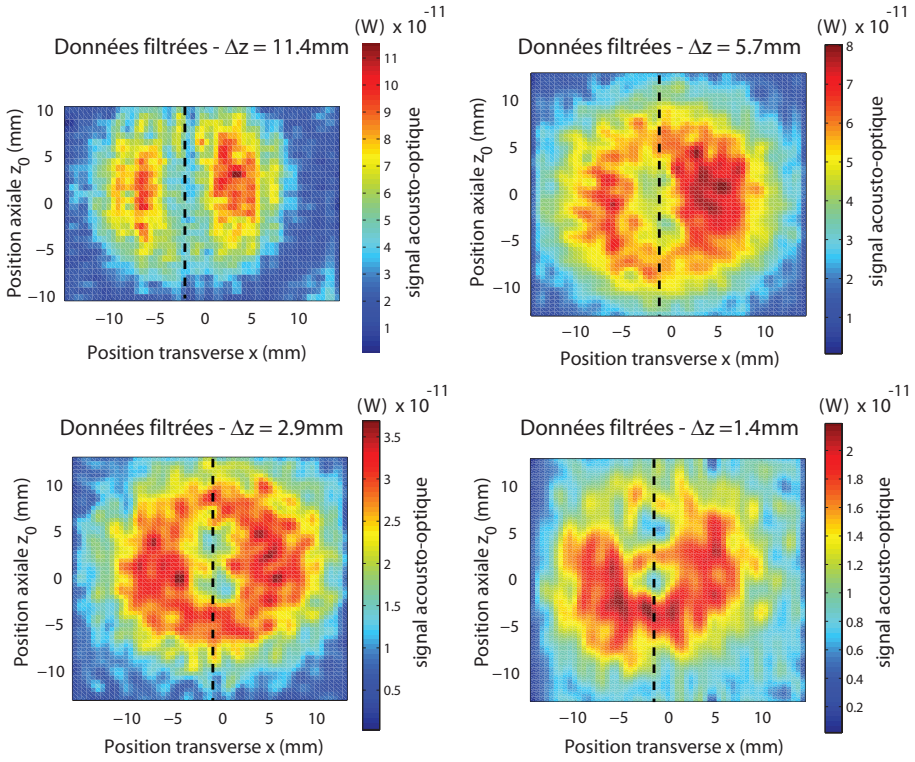


FIGURE 4.26: Images acousto-optiques par TAOC du plan de coupe à mi-épaisseur d'un échantillon diffusant épais ($L = 2cm$, $\mu'_S = 10cm^{-1}$) possédant 2 inclusions absorbantes (de diamètre 3mm, espacées de 2mm), avec des résolutions respectives Δz de 11.4mm, 5.7mm, 2.9mm et 1.4mm.

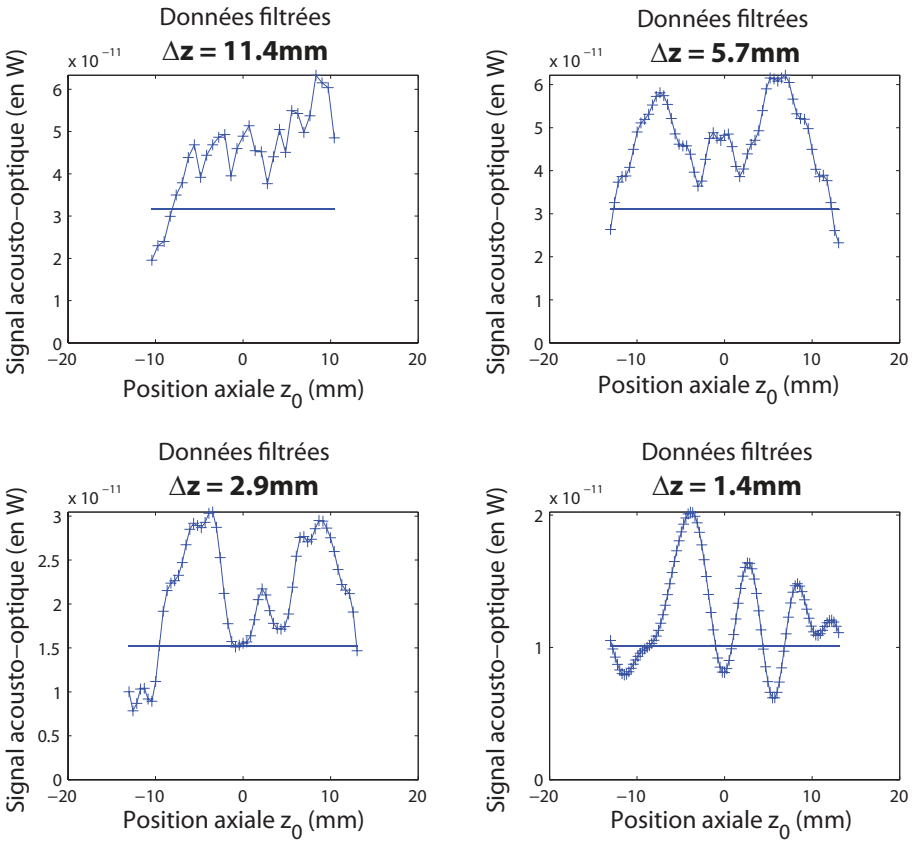


FIGURE 4.27: Profils verticaux des images acousto-optiques par TAOC du plan de coupe à mi-épaisseur d'un échantillon diffusant épais ($L = 2cm$, $\mu'_S = 10cm^{-1}$) possédant 2 inclusions absorbantes (de diamètre 3mm, espacées de 2mm), avec des résolutions respectives Δz de 11.4mm, 5.7mm, 2.9mm et 1.4mm, présentées sur la figure 4.26. L' axe du profil correspond au trait hachuré figurant sur la figure 4.26.

4.6.4 Imagerie de tissus biologiques

Nous considérons maintenant un échantillon biologique, à savoir une tranche d'escalope de dinde. Cette expérience a pour but d'utiliser notre technique d'imagerie dans des milieux plus réalistes que les échantillons fabriqués à base d'Agar Agar et d'Intralipides.

Les conditions expérimentales

L'escalope utilisée présente une épaisseur $L = 3cm$. L'injection lumineuse utilisée présente une puissance $\phi_{sonde} = 170mW\ sur\ \sim 0.16cm^2$. Le temps d'intégration à la détection synchrone vaut $\tau_c = 100ms$. Tous les paramètres pertinents de la configuration expérimentale sont détaillés sur la figure 4.28.

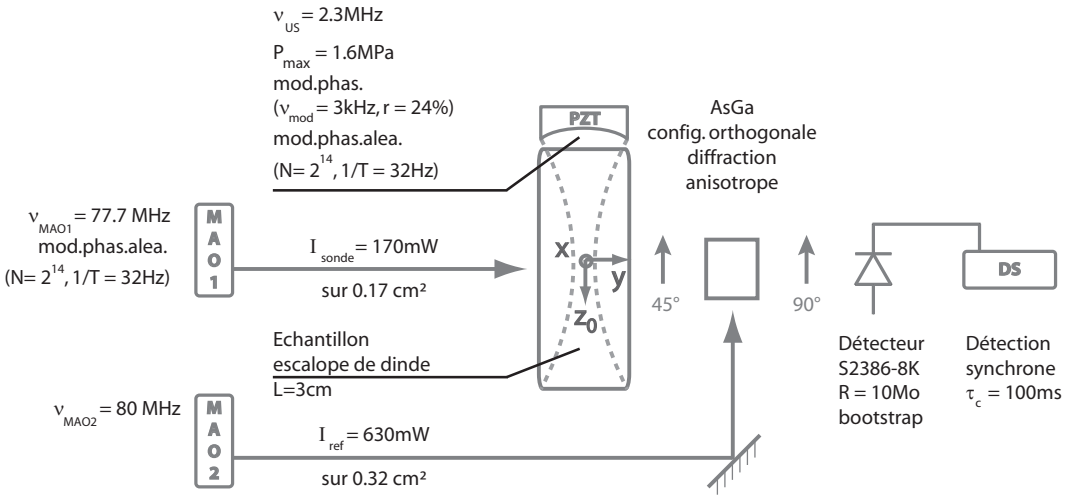


FIGURE 4.28: Les conditions expérimentales de l'imagerie par TAOC d'une escalope de dinde épaisse ($L = 3cm$),

Les résultats expérimentaux

La figure 4.29 présente l'image expérimentale obtenue après le filtrage de fréquence de coupure $k_c = 1mm^{-1}$. L'échantillonnage spatial des données brutes correspond à une fréquence spatiale maximale $k_{max_0} = 3.3mm^{-1}$. La figure 4.30 présente les profils selon l'axe horizontal et l'axe vertical passant par le centre de l'échantillon.

Nous visualisons relativement bien la diffusion lumineuse dans l'échantillon. Nous pouvons noter par ailleurs que la puissance lumineuse d'injection utilisée est de six fois inférieure à la puissance lumineuse usuelle de $1W$ *sur* $1cm^2$. J'ai diminué cette puissance pour ne pas saturer le capteur à photodiode. La lumière transmise s'est avérée en effet ici plus importante que pour les échantillons diffusants d'Agar Agar + Intralipides jusqu'ici utilisés. Enfin, nous pouvons comparer le niveau de signal obtenu avec celui de l'imagerie de milieu diffusant sans inclusion à base d'Intralipides, présentée à la sous-section 4.6.1. Le niveau obtenu ici est typiquement 2 fois inférieur au niveau alors obtenu. Notons de plus que l'injection moins étendue sur l'échantillon de dinde devrait en plus favoriser un niveau plus élevé au centre, par rapport à une injection étendue comme pour l'imagerie sans inclusion de la sous-section 4.6.1. Cette différence de niveau peut par exemple s'expliquer par une atténuation plus importante de l'onde ultrasonore dans l'échantillon biologique.

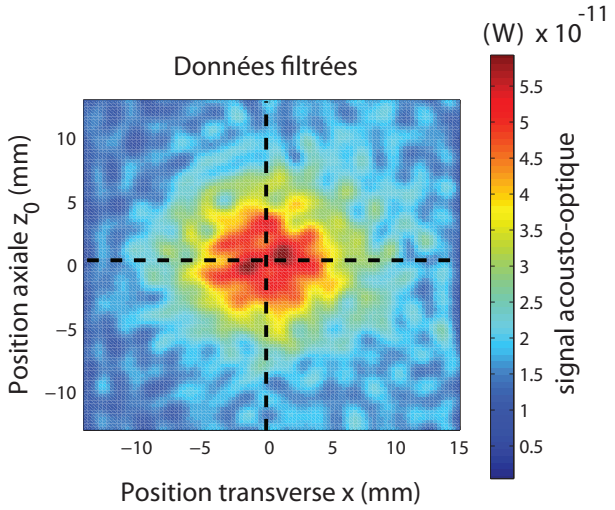


FIGURE 4.29: Image acousto-optique par TAOC du plan de coupe à mi-épaisseur d'une escalope de dinde épaisse ($L = 3cm$), à la résolution $\Delta z = 2.9mm$.

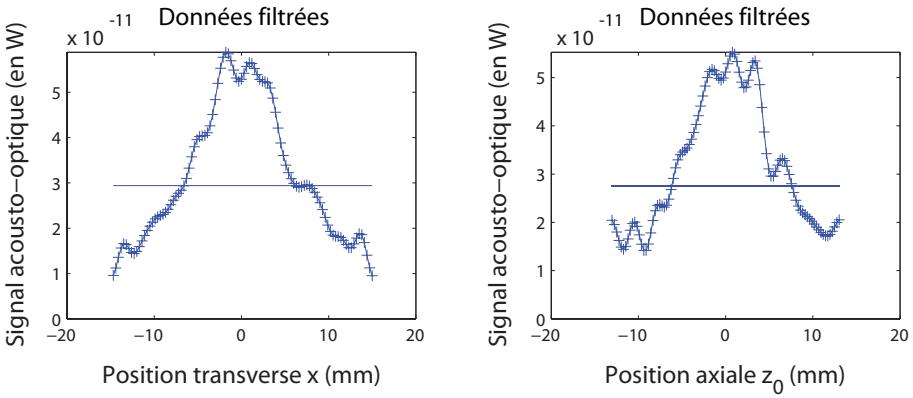


FIGURE 4.30: Profils axiaux de l'image acousto-optique par TAOC du plan de coupe à mi-épaisseur d'une escalope de dinde épaisse ($L = 3cm$) à la résolution $\Delta z = 2.9mm$., reportée sur la figure 4.29. Les axes des profils correspondent aux traits hachurés sur la figure 4.29.

4.6.5 Une limitation expérimentale

La répartition non uniforme du flux lumineux, selon un cône de diffusion, limite assez fortement le domaine de visibilité de l'imagerie. Cette limitation se vérifie sur la figure 4.31 par l'image mal centrée de l'échantillon avec inclusion utilisé à la sous-section 4.6.2.

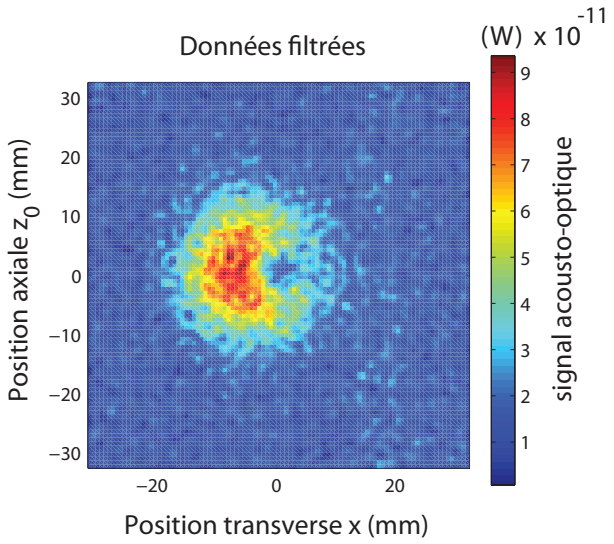


FIGURE 4.31: Image acousto-optique par TAOC du plan de coupe à mi-épaisseur de l'échantillon diffusant épais ($L = 3cm$, $\mu'_S = 6cm^{-1}$) avec 1 inclusion absorbante (diamètre de 3mm), utilisé dans la section 4.6.2. La position de l'échantillon est ici décentrée par rapport à l'injection lumineuse.

4.6.6 Une synthèse sur les images expérimentales

Dans cette section, j'ai présenté les imageries expérimentales obtenues avec notre montage de TAOC par détection holographique photoréfractive. Les échantillons fabriqués utilisés présentent, selon les cas, une épaisseur $L = 3cm$ pour un coefficient réduit de diffusion $\mu'_S = 6cm^{-1}$, ou une épaisseur $L = 2cm$ pour un coefficient réduit de diffusion $\mu'_S = 10cm^{-1}$.

L'imagerie de l'échantillon diffusant sans inclusion absorbante a d'abord permis d'imager le cône de diffusion lumineux dans l'échantillon. L'apparente symétrie de révolution de l'image obtenue nous informe que les résolutions transverse et axiale ne sont ici pas limitantes. De manière équivalente, le profil d'imagerie selon l'axe horizontal - lié à la résolution transverse de l'imagerie acousto-optique focalisée - et le profil d'imagerie selon l'axe vertical - lié à la résolution axiale de la TAOC - présentent des largeurs à mi-hauteur quasi identiques.

Ensuite, l'imagerie de l'échantillon diffusant avec une inclusion absorbante nous a montré que la TAOC effectuée avec une résolution axiale $\Delta z = 2.9mm$ permettait de résoudre une inclusion de 3mm de diamètre.

Par la suite, a été imagé un échantillon diffusant présentant deux inclusions absorbantes. La résolution axiale a ici été variée d'une résolution Δz centimétrique à une résolution millimétrique. Les différentes images correspondantes montrent bien l'effet de résolution axiale obtenue par TAOC dans un échantillon diffusant. Il existe un compromis entre une bonne résolution et une bonne dynamique de signal.

Après cela, l'imagerie d'une tranche d'escalope de dinde a permis de travailler avec un échantillon biologique. Il s'avère que la tranche d'épaisseur

$L = 3cm$ utilisée transmettait plus de lumière que les échantillons que nous avions fabriqués. Il s'avère également que le niveau de signal acousto-optique obtenu était plus faible que celui obtenu auparavant. J'ai proposé d'expliquer cela par une plus grande atténuation de l'onde acoustique dans le tissu biologique.

4.7 Les bruits stochastiques de la TAOC

Nous allons maintenant nous intéresser au bruit intrinsèque de la technique de TAOC. Cette technique s'appuie sur la fonction d'auto-corrélation d'un motif de bascules aléatoires de phase. Pour un temps de bascule très faible devant le temps de vie photoréfractif, cette fonction présente une zone bien différenciée, centrée sur son maximum, de largeur caractéristique égale au temps de bascule, qui définit la zone de cohérence acousto-optique. Nous avons jusque là, et à juste titre, centré notre intérêt sur cette zone de cohérence parfaite car elle définit et la localisation et la résolution du signal acousto-optique résolu axialement. Mais nous comprenons que toutes les autres zones ne peuvent présenter une corrélation totalement nulle du fait des bandes passantes finies de la détection interférentielle et de la détection synchrone. Ces autres zones présentent de fait une corrélation partielle, qui est considérée par notre détection interférentielle comme sources de signal. Nous pouvons alors imaginer deux cas limites, illustrés sur la figure 4.32. Dans le cas où la fonction d'auto-corrélation présente un maximum secondaire important, la TAOC peut donner un faux positif d'absorption. Dans le cas où la fonction d'auto-corrélation présente un bruit d'auto-corrélation quasi uniforme mais non négligeable, le contraste d'absorption de l'imagerie peut être diminué. Il est vrai que nous n'avons pas vu de tels signaux parasites dans l'étude précédente. Mais rappelons que notre projet d'imagerie consiste à utiliser la TAOC dans un régime temporel quasi continu via l'utilisation d'impulsions de l'ordre de la milliseconde. Sur une telle échelle de temps, les statistiques deviennent moins bien définies et nous ne pouvons être d'emblée assurés que ce bruit statistique ne devienne limitant. Nous comprenons donc l'importance de l'étude du bruit de corrélation.

Dans cette nouvelle section, nous déterminerons tout d'abord les dépendances de ce bruit aux principaux paramètres expérimentaux, ce qui nous permettra d'écrire une loi d'échelle pour son espérance et son écart type. Nous verrons en particulier que les différents régimes de bruits stochastiques font intervenir les différents temps de caractéristiques, qui sont respectivement :

- le temps de cohérence acousto-optique T_ϕ,
- la durée du motif aléatoire $T = N \times T_\phi$,
- le temps de vie photoréfractif τ_{PR},
- et le temps d'intégration de la détection synchrone τ_c.

J'exposerai ensuite une approche expérimentale qui a pour but de vérifier ces dépendances, et que je compléterai par une simulation numérique. Nous verrons enfin les tendances dégagées par la simulation numérique dans les conditions expérimentales réelles de notre imagerie et nous vérifierons les lois d'échelle

initialement proposées.

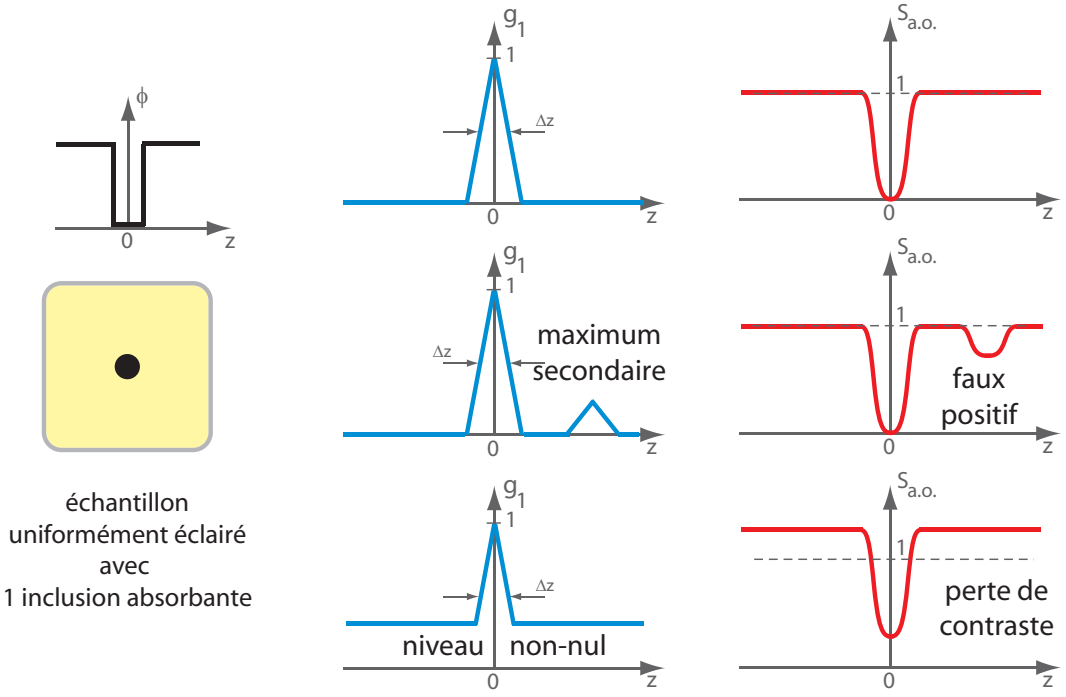


FIGURE 4.32: Les conséquences d'un bruit de localisation de la source acousto-optique

4.7.1 Un premier exercice de pensée

Au niveau de l'holographie photoréfractive

Dans le cas extrême où le temps de vie photoréfractif τ_{PR} est égal au pas du motif aléatoire T_ϕ, tous les états de phase sont corrélés entre eux et la fonction d'auto-corrélation est une fonction constante égale à l'unité. Dans l'autre cas extrême où le temps de vie photoréfractif τ_{PR} est quasi infini, la statistique est défini sur un nombre d'éléments quasi infini et la fonction d'auto-corrélation tend vers zéro en tout point extérieur à la zone de corrélation totale. En pratique, nous sommes dans une situation intermédiaire, et nous comprenons que le bruit d'auto-corrélation présente un niveau moyen non nul dûs aux maxima secondaires.

Le niveau moyen est ici dépendant du nombre de sauts aléatoires pris en compte sur le temps d'intégration de l'effet photoréfractif, autrement dit de $\frac{\tau_{PR}}{T_\phi}$. Ceci est vrai à la condition $T \geq \tau_{PR}$. Dans le cas contraire, $T < \tau_{PR}$, la statistique est définie par le rapport $T/T_\phi < \tau_{PR}/T_\phi$. Par la suite, nous ne considérerons que le cas $T \geq \tau_{PR}$. Cette dépendance à l'intégration photoréfractivce est importante car elle définit les lieux sources de signal acousto-optique pour le reste de la détection. A chaque intervalle de temps τ_{PR}, elle redéfinit une nouvelle fonction des lieux de corrélation, incohérente de la précédente. Cette fonction est même incohérente à toutes les autres établies sur la période du

motif aléatoire T. En fait, pour ${}^{\tau_{PR}}/_{T_\phi} \gg 1$, elles présentent toutes le même niveau moyen de bruit de corrélation, mais avec des maxima secondaires répartis de manière incohérente.

Au niveau du capteur et de la détection synchrone

Le signal acousto-optique provient de l'interférence entre les photons marqués et le diffracté. Le référent est partiellement cohérent, sur τ_{pr}, avec les sauts de phase en dehors de la zone de cohérence totale. Ceci implique une nouvelle statistique temporelle qui se définit par le nombre de sauts de phases effectués avant que le référent ne perde totalement la mémoire des sauts débutant la statistique. Autrement dit, cette nouvelle statistique se définit par le même rapport ${}^{\tau_{PR}}/_{T_\phi}$. Plaçons-nous finalement au niveau de la détection synchrone. Toutes les fonctions d'auto-corrélations incohérentes vont se sommer. Dans le cas $T > \tau_c$, le détecteur synchrone intègre ${}^{\tau_c}/_{\tau_{PR}}$ fonctions incohérentes, présentant le même niveau moyen de bruit mais des maxima secondaires aléatoirement répartis. Cette nouvelle sommation ne modifie donc en rien ce niveau mais uniformise sa répartition. Dans le cas $T < \tau_c$, qui est celui de notre expérimentation, elle se définit sur ${}^{T}/_{\tau_{PR}}$ fonctions incohérentes. La répétition du motif aléatoire sur le temps d'intégration de la détection synchrone τ_c ne modifie quant à lui que le rapport/signal bruit de l'expérimentation. Par conséquent, dans notre cas, τ_c n'influe pas sur le bruit de localisation de la source du signal acousto-optique que nous étudions ici.

Une première synthèse

Le régime qui nous intéresse est le régime $T > \tau_{PR}$. Dans un tel régime, l'espérance du bruit de localisation est le résultat d'une double sommation d'événements aléatoires sur une même population de cardinal caractéristique ${}^{\tau_{PR}}/_{T_\phi}$. Pour ${}^{\tau_{PR}}/_{T_\phi} \gg 1$, ces statistiques sont de type poissonniennes et son espérance normalisée E_z devrait valoir

$$E_z = \left(\left({}^{T_\phi}/_{\tau_{PR}} \right)^{1/2} \right)^2 = {}^{T_\phi}/_{\tau_{PR}}. \tag{4.91}$$

L'uniformité de ce bruit dépend quant à lui autant de cette double sommation de caractéristique ${}^{\tau_{PR}}/_{T_\phi}$ que de la sommation des fonctions incohérentes, de nombre caractéristique ${}^{T}/_{\tau_{PR}}$ dans le cas $\tau_{PR} < T < \tau_c$, ou ${}^{\tau_c}/_{\tau_{PR}}$ dans le cas $\tau_{PR} < \tau_c < T$. Dans notre expérimentation, ces deux derniers nombres ne sont pas très grands devant l'unité et la statistique correspondante est de type binomiale. Pour simplifier le propos, je me permets néanmoins d'écrire que l'écart type du bruit σ_z devrait évoluer selon

$$\sigma_z = {}^{T_\phi}/_{\tau_{PR}} \times \left({}^{\tau_{PR}}/_{T} \right)^{1/2} = {}^{T_\phi}/_{(\tau_{PR} \times T)^{1/2}} \tag{4.92}$$

dans le cas $\tau_{PR} < T < \tau_c$ - qui est le cas de notre imagerie en régime continu -, et selon

$$\sigma_z = {}^{T_\phi}/_{\tau_{PR}} \times \left({}^{\tau_{PR}}/_{\tau_c} \right)^{1/2} = {}^{T_\phi}/_{(\tau_{PR} \times \tau_c)^{1/2}} \tag{4.93}$$

dans le cas $\tau_{PR} < \tau_c < T$ du projet d'imagerie en régime impulsionnel.

4.7.2 Approche formelle

Écrivons maintenant cela de manière un peu plus formelle. Nous allons considérer le cas de l'imagerie en régime continu, $\tau_{PR} \ll T < \tau_c$. Nous en tirerons après les lois d'évolution pour le cas $\tau_{PR} \ll \tau_c < T$ du projet d'imagerie en régime impulsionnel.

Dans la TAOC, les distributions spatiales des fronts d'onde provenant des différents lieux de cohérence acousto-optique, partielle ou non, sont incohérentes entre elles. Nous pouvons donc écrire le signal acousto-optique comme la somme des signaux acousto-optiques de chaque zone de cohérence. Cela se traduit par

$$S\left(t,\tau\right) = \sum_{q=0}^{h/\Delta z} S\left(t,\theta,z = z_0 + q\Delta z\right), \tag{4.94}$$

où $S\left(t,\theta,z\right)$ est le signal acousto-optique provenant de la zone de cohérence à la profondeur z. Nous allons calculer le signal $S\left(t,\theta,z\right)$, avant de calculer son maximum

$$S_{max}(t,\theta) = S\left(t,\theta,z = c_{US} \times \theta\right), \tag{4.95}$$

son espérance relative

$$E_z = \frac{\langle S(t,\theta,z)\rangle_{z\neq c_{US}\theta}}{S(t,\theta,z)\mid_{z=c_{US}\theta}}, \tag{4.96}$$

et son écart type relatif

$$\sigma_z = \frac{\left(\langle \Delta S\left(t,\theta,z\right)^2\rangle_{z\neq c_{US}\theta}\right)^{1/2}}{S(t,\theta,z)\mid_{z=c_{US}\theta}}. \tag{4.97}$$

Le signal acousto-optique provient de l'interférence du signal transmis et du diffracté du référent, lui-même diffracté par l'inscription de l'interférogramme dans le cristal photoréfractif du signal transmis et du référent. Cela se traduit par une double intégro-différentielle de constantes caractéristiques respectives τ_{PR} et τ_c. Pour alléger l'écriture formelle, j'introduis la fonction de phase $\phi\left(t,\theta,z\right) = \phi_z\left(t\right) - \phi_{ref}\left(t,\theta\right)$. Le signal acousto-optique correspondant à la zone de cohérence de profondeur z s'écrit alors

$$S(t,\theta,z) \;=\; \int_{-\infty}^{t} \frac{dt'}{\tau_c} \left(\int_{-\infty}^{t'} \frac{dt''}{\tau_{PR}} e^{j\phi(t,\theta,z)} e^{-\frac{(t'-t'')}{\tau_{PR}}} \right) e^{-j\phi(t',\theta,z)} e^{-\frac{(t-t')}{\tau_c}}. \tag{4.98}$$

Nous pouvons discrétiser l'espace temps de l'inscription photoréfractive selon le pas élémentaire $T_\phi \ll \tau_{PR}$, puis discrétiser son intégration, selon

$$S(t,\theta,z) = \frac{1}{\tau_c \times \tau_{PR}} \int_{-\infty}^{t} dt' \left(\sum_{l=0}^{\infty} \int_{t'-(l+1)T_\phi}^{t'-lT_\phi} dt'' e^{j\phi(t,\theta,z)} e^{-\frac{(t'-t'')}{\tau_{PR}}} \right) e^{-j\phi(t',\theta,z)} e^{-\frac{(t-t')}{\tau_c}} \quad (4.99)$$

$$\simeq \frac{T_\phi}{\tau_c \times \tau_{PR}} \int_{-\infty}^{t} dt' \left(\sum_{l=0}^{\infty} e^{j\phi\left(t'-lT_\phi,\theta,z\right)} e^{-\frac{T_\phi l}{\tau_{PR}}} \right) e^{-j\phi(t',\theta,z)} e^{-\frac{(t-t')}{\tau_c}}. \quad (4.100)$$

En faisant de même au niveau de l'intégration au capteur, nous avons

$$S(t,\theta,z) = \frac{T_\phi}{\tau_c \times \tau_{PR}} \sum_{i=0}^{\infty} \sum_{m=1}^{T/\tau_{PR}} \sum_{n=1}^{\tau_{PR}/T_\phi} \int_{t-iT-(m-1)\tau_{PR}-nT_\phi}^{t-iT-(m-1)\tau_{PR}-(n-1)T_\phi} dt'$$
$$\times \left(\sum_{l=0}^{\infty} e^{j\phi\left(t'-lT_\phi,\theta,z\right)} e^{-\frac{T_\phi l}{\tau_{PR}}} \right) e^{-j\phi(t',\theta,z)} e^{-\frac{(t-t')}{\tau_c}} \quad (4.101)$$

$$\simeq \frac{T_\phi^2}{\tau_c \times \tau_{PR}} \sum_{i=0}^{\infty} \sum_{m=1}^{T/\tau_{PR}} \sum_{n=1}^{\tau_{PR}/T_\phi} \left(\sum_{l=0}^{\infty} e^{j\phi\left(t-iT-m\tau_{PR}-(n+l)T_\phi,\theta,z\right)} e^{-\frac{T_\phi l}{\tau_{PR}}} \right)$$
$$\times e^{-j\phi\left(t-iT-m\tau_{PR}-nT_\phi,\theta,z\right)} e^{-\frac{\left(iT+m\tau_{PR}+nT_\phi\right)}{\tau_c}} \quad (4.102)$$

Or, la fonction $\phi(t,\theta,z)$ est périodique de période T, à savoir $\phi(t+T,\theta,z) = \phi(t,\theta,z)$, donc

$$S(t,\theta,z) = \frac{T_\phi^2}{\tau_c \times \tau_{PR}} \sum_{m=1}^{T/\tau_{PR}} \sum_{n=1}^{\tau_{PR}/T_\phi} \left(\sum_{l=0}^{\infty} e^{j\phi\left(t-m\tau_{PR}-(n+l)T_\phi,\theta,z\right)} e^{-\frac{T_\phi l}{\tau_{PR}}} \right)$$
$$\times e^{-j\phi\left(t-m\tau_{PR}-nT_\phi,\theta,z\right)} e^{-\frac{\left(m\tau_{PR}+nT_\phi\right)}{\tau_c}} \times \left(\sum_{i=0}^{\infty} e^{-\frac{iT}{\tau_c}} \right) \quad (4.103)$$

$$= \frac{T_\phi^2}{\tau_c \times \tau_{PR}} \frac{1}{1-e^{-T/\tau_c}} \sum_{m=1}^{T/\tau_{PR}} \sum_{n=1}^{\tau_{PR}/T_\phi} \sum_{l=0}^{\infty} e^{-\frac{T_\phi l}{\tau_{PR}}} e^{-\frac{\left(m\tau_{PR}+nT_\phi\right)}{\tau_c}}$$
$$\times e^{j\left[\phi\left(t-m\tau_{PR}-(n+l)T_\phi,\theta,z\right)-\phi\left(t-m\tau_{PR}-nT_\phi,\theta,z\right)\right]} \quad (4.104)$$

Cette fonction est maximale pour $z = c_{US} \times \theta$, et vaut

$$S(t,\theta,z)\,|_{z=c_{US}\times\theta} = \frac{T_\phi^2}{\tau_c \times \tau_{PR}} \frac{1}{1-e^{-T/\tau_c}} \sum_{m=1}^{T/\tau_{PR}} \sum_{n=1}^{\tau_{PR}/T_\phi} \sum_{l=0}^{\infty} e^{-\frac{T_\phi l}{\tau_{PR}}} e^{-\frac{\left(m\tau_{PR}+nT_\phi\right)}{\tau_c}} \quad (4.105)$$

$$= \frac{T_\phi^2}{\tau_c \times \tau_{PR}} \frac{1}{1-e^{-T/\tau_c}} \left(\sum_{n=1}^{T/T_\phi} e^{-\frac{nT_\phi}{\tau_c}} \right) \left(\sum_{l=0}^{\infty} e^{-\frac{T_\phi l}{\tau_{PR}}} \right) \quad (4.106)$$

$$= \frac{T_\phi^2}{\tau_c \times \tau_{PR}} \frac{1}{\left(1-e^{-T_\phi/\tau_{PR}}\right) \times \left(1-e^{-T_\phi/\tau_c}\right)} \quad (4.107)$$

$$\simeq 1. \quad (4.108)$$

Nous trouvons une fonction S quasi normalisée, comme le supposait son écriture initiale. Intéressons-nous maintenant de plus près à cette même fonction en dehors de la zone de cohérence totale.

$$S\left(t,\theta,z\right)|_{z\neq c_{US}\times\theta} = \sum_{m=1}^{T/\tau_{PR}}\sum_{n=1}^{\tau_{PR}/T_\phi}\sum_{l=0}^{\infty} e^{j\left[\phi\left(t-m\tau_{PR}-(n+l)T_\phi,\theta,z\right)-\phi\left(t-m\tau_{PR}-nT_\phi,\theta,z\right)\right]} \times e^{-\frac{T_\phi l}{\tau_{PR}}} e^{-\frac{\left(m\tau_{PR}+nT_\phi\right)}{\tau_c}} \times \frac{T_\phi^2}{\tau_c\times\tau_{PR}}\frac{1}{1-e^{-T/\tau_c}} \quad (4.109)$$

Introduisons la suite de fonction $\{f_m\left(t,\theta,z\right)/m\epsilon\left[1,{}^{T}/_{\tau_{PR}}\right]\}$, telle que

$$S\left(t,\theta,z\right)|_{z\neq c_{US}\times\theta} = \sum_{m=1}^{T/\tau_{PR}} f_m\left(t,\theta,z\right)e^{-\frac{m\tau_{PR}}{\tau_c}}, \quad (4.110)$$

soit

$$f_m\left(t,\theta,z\right) = \sum_{n=1}^{\tau_{PR}/T_\phi}\sum_{l=0}^{\infty} e^{j\left[\phi\left(t-m\tau_{PR}-(n+l)T_\phi,\theta,z\right)-\phi\left(t-m\tau_{PR}-nT_\phi,\theta,z\right)\right]}e^{-\frac{T_\phi l}{\tau_{PR}}}e^{-\frac{\left(m\tau_{PR}+nT_\phi\right)}{\tau_c}} \times\frac{T_\phi^2}{\tau_c\times\tau_{PR}}\frac{1}{1-e^{-T/\tau_c}}. \quad (4.111)$$

La suite de fonctions $\{f_m\}$ est en fait une suite de fonctions faiblement corrélées. En effet, la pondération exponentielle $e^{-\frac{T_\phi l}{\tau_{PR}}}$ atténue le repliement du motif aléatoire d'une fonction f_{m_1} sur une autre fonction f_{m_2} $(m_2\neq m_1)$. Nous pouvons même considérer en première approximation ces fonctions comme totalement incohérentes, selon

$$f_m\left(t,\theta,z\right) \simeq \sum_{n=1}^{\tau_{PR}/T_\phi}\sum_{l=0}^{\tau_{PR}/T_\phi} e^{j\left[\phi\left(t-m\tau_{PR}-(n+l)T_\phi,\theta,z\right)-\phi\left(t-m\tau_{PR}-nT_\phi,\theta,z\right)\right]}e^{-\frac{T_\phi l}{\tau_{PR}}}e^{-\frac{nT_\phi}{\tau_c}} \times\frac{T_\phi^2}{\tau_c\times\tau_{PR}}\frac{1}{1-e^{-T/\tau_c}} \quad (4.112)$$

$$\simeq \sum_{n=1}^{\tau_{PR}/T_\phi}\left(1+\sum_{l=1}^{\tau_{PR}/T_\phi} e^{j\left[\phi\left(t-m\tau_{PR}-(n+l)T_\phi,\theta,z\right)-\phi\left(t-m\tau_{PR}-nT_\phi,\theta,z\right)\right]}e^{-\frac{T_\phi l}{\tau_{PR}}}e^{-\frac{nT_\phi}{\tau_c}}\right) \times\frac{T_\phi^2}{\tau_c\times\tau_{PR}}\frac{1}{1-e^{-T/\tau_c}} \quad (4.113)$$

La suite de fonction $\{f_m\}$ est alors une suite de fonctions incohérentes, de

même espérance

$$\begin{aligned}
\langle f_m(t,\theta,z)\rangle_{z\neq c_{US}\theta} &= \sqrt{\frac{\tau_{PR}}{T_\phi}\left(1+\frac{\tau_{PR}}{T_\phi}\right)}\times\frac{T_\phi^2}{\tau_c\times\tau_{PR}}\frac{1}{1-e^{-T/\tau_c}} && (4.114)\\
&\simeq \frac{\tau_{PR}}{T_\phi}\times\frac{T_\phi^2}{\tau_c\times\tau_{PR}}\frac{1}{1-e^{-T/\tau_c}} && (4.115)\\
&\simeq \frac{T_\phi}{\tau_c}\frac{1}{1-e^{-T/\tau_c}} && (4.116)\\
&\simeq \frac{T_\phi}{T}, && (4.117)
\end{aligned}$$

et de même écart type

$$\left(\langle \Delta f_m(t,\theta,z)^2\rangle_{z\neq c_{US}\theta}\right)^{1/2} \simeq \frac{T_\phi}{T}. \quad (4.118)$$

La fonction $S(t,\theta,z)\mid_{z\neq c_{US}\times\theta}$ est une somme des fonctions $f_m \mid_{z\neq c_{US}\theta}$ de même espérance ${}^{T_\phi}/_{T}$. Son espérance s'écrit donc

$$\begin{aligned}
\langle S(t,\theta,z)\rangle_{z\neq c_{US}\theta} &\simeq \sum_{m=1}^{{}^{T}/_{\tau_{PR}}}\langle f_m(t,\theta,z)\rangle_{z\neq c_{US}\theta}e^{-\frac{m\tau_{PR}}{\tau_c}} && (4.119)\\
&\simeq \frac{T_\phi}{T}\frac{1-e^{-T/\tau_c}}{1-e^{-\tau_{PR}/\tau_c}} && (4.120)\\
&\simeq \frac{T_\phi}{T}\frac{T}{\tau_{PR}} && (4.121)\\
&\simeq \frac{T_\phi}{\tau_{PR}} && (4.122)
\end{aligned}$$

d'où est tirée son espérance relative

$$E_z = \frac{\langle S(t,\theta,z)\rangle_{z\neq c_{US}\theta}}{S(t,\theta,z)\mid_{z=c_{US}\theta}} \simeq \frac{T_\phi}{\tau_{PR}}. \quad (4.123)$$

De plus, la fonction $S(t,\theta,z)\mid_{z\neq c_{US}\times\theta}$ étant une somme de ${}^{T}/_{\tau_{PR}}$ fonctions $f_m \mid_{z\neq c_{US}\theta}$ incohérentes et de même écart type ${}^{T_\phi}/_{T}$, son écart type est égale à

$$\begin{aligned}
\left(\langle \Delta S(t,\theta,z)^2\rangle_{z\neq c_{US}\theta}\right)^{1/2} &\simeq \sqrt{\frac{T}{\tau_{PR}}}\times\left(\langle \Delta S(t,\theta,z)^2\rangle_{z\neq c_{US}\theta}\right)^{1/2} && (4.124)\\
&\simeq \sqrt{\frac{T}{\tau_{PR}}}\times\frac{T_\phi}{T} && (4.125)\\
&\simeq \frac{T_\phi}{\sqrt{\tau_{PR}\times T}} && (4.126)
\end{aligned}$$

d'où est tirée son écart type relatif

$$\sigma_z = \frac{\left(\langle \Delta S\left(t,\theta,z\right)^2\rangle_{z\neq c_{US}\theta}\right)^{1/2}}{S(t,\theta,z)\mid_{z=c_{US}\theta}} \quad (4.127)$$

$$\simeq \frac{T_\phi}{\sqrt{\tau_{PR}\times T}}. \quad (4.128)$$

Nous retrouvons donc bien que dans les conditions d'imagerie en régime continu, $\tau_{PR} \ll T < \tau_c$, le niveau moyen du bruit devrait évoluer comme T_ϕ/τ_{PR} et son écart type comme $T_\phi/\sqrt{\tau_{PR}\times T}$. Nous pouvons également en déduire simplement le niveau moyen du bruit et l'écart type de ce bruit pour le projet de régime impulsionnel, $\tau_{PR} < \tau_c < T$. Dans un tel régime, l'espérance relative resterait inchangée, à savoir

$$E_{z,projet\ pulse} = \frac{T_\phi}{\tau_{PR}}. \quad (4.129)$$

Seul l'écart type relatif est modifié, et évoluerait selon

$$\sigma_{z,projet\ pulse} = \frac{T_\phi}{\sqrt{\tau_{PR}\times \tau_c}}. \quad (4.130)$$

Nous allons maintenant confronter ces lois d'échelle d'une part directement à l'expérimentation, et d'autre part à des simulations.

4.7.3 Une approche expérimentale et une simulation numérique

J'ai tout d'abord voulu montrer expérimentalement sur le montage de TAOC l'existence de ce bruit stochastique, et dans la mesure du possible d'en dégager quelques tendances. Les conditions expérimentales utilisées jusqu'ici dans la TAOC en mode d'imagerie ne permettent en fait pas de voir directement ces bruits de corrélation et j'ai donc utilisé l'outil expérimental dans des conditions assez éloignées des conditions d'imagerie. Cela aura tout de même permis de prouver expérimentalement l'existence de ces bruits stochastiques. Pour étudier plus précisément ces bruits, je me suis ensuite servi de l'outil numérique. Ces simulations m'ont permis de dégager les tendances d'évolution du bruit dans les conditions réelles d'imagerie.

L'outil expérimental

Le fait que les conditions expérimentales d'imagerie ne permettent directement pas de tirer les bruits de corrélation peut s'expliquer par deux points. Le premier est qu'en condition d'imagerie, les statistiques sont déjà bien définies du fait d'un temps T_ϕ faible devant le temps de réponse de l'holographie photoréfractive τ_{PR}. Le second est que l'imagerie suppose l'existence de plusieurs sauts de phase dans la zone illuminée au même instant. Il n'est alors

pas possible d'effectuer proprement une dé-convolution du profil spatial d'avec le profil de diffusion lumineuse, du fait de la limitation du rapport/signal bruit de l'imagerie. Mon approche a donc été d'utiliser des zones de cohérence acousto-optique d'étendue bien plus grande afin de diminuer fortement le rapport τ_{PR}/T_ϕ. Il aurait été possible d'utiliser une injection balistique sans milieu diffusant, mais cela n'apportant rien de plus, j'ai préféré garder un échantillon diffusant tout en m'assurant de n'avoir en moyenne qu'un seul état de phase dans la zone illuminée. Le dispositif expérimental, dont les principaux paramètres sont détaillés sur la figure 4.33, est donc identique à celui utilisé en imagerie, en dehors d'une « résolution » très étendue.

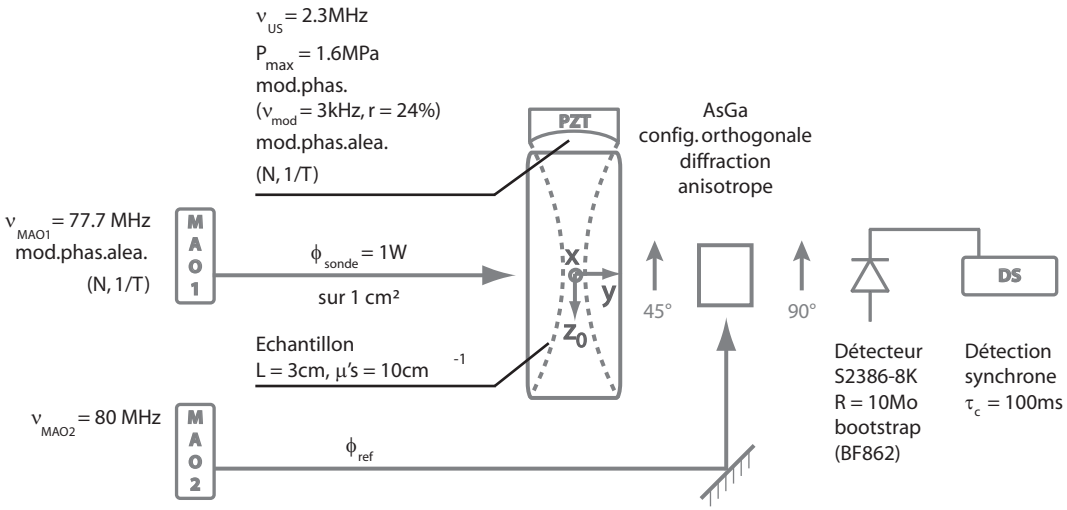


FIGURE 4.33: Les conditions expérimentales

La simulation des bruits stochastiques

Les tendances que nous pouvons dégager par l'approche expérimentale ne sont cependant que difficilement extrapolables aux conditions expérimentales où les statistiques sont bien mieux définies. Une approche numérique permet par contre de simuler les bruits de corrélation dans des conditions quelconques sans être limité par les bruits physiques expérimentaux. Pour simplifier l'étude, et pour avoir la fonction d'appareil, nous ne considérons toujours qu'un seul point de la colonne ultrasonore, de profondeur z.

Soit $a_z(t) = \pm 1$ le signal de bascule aléatoire, de période T, comportant $N = 2^k$ pas de phase aléatoire. La durée de chaque pas de phase est donc toujours défini par le rapport T/N. Le pas de calcul temporel est $\delta t = T/(N.M)$, où pour simplifier les calculs numériques nous avons choisi $M = 2^{k'}$. La séquence $a\,(t)$ correspond à la même séquence aléatoire que celle utilisée expérimentalement afin de pouvoir comparer directement les deux approches.

Le signal acousto-optique s'écrit

$$S_z(t,\theta) = \frac{1}{\tau_c \times \tau_{PR}} \int_{t'=0}^{t'=\infty} dt' a(t') .a(t'-\theta) \times \int_{t'=0}^{t'=\infty} dt'' a(t'-t'') .a(t'-t''-\theta) e^{-t''/\tau_{PR}} e^{-t'/\tau_c} \quad (4.131)$$

Notons que comme $a(t)$ est réel, $S_z(t,\theta)$ est également réel.

Les simulations ont été effectuées en pratique avec $k' = 2$ pour accélérer le temps de calcul.

4.7.4 La dépendance au temps de cohérence acousto-optique T_ϕ

Nous nous intéressons tout d'abord à l'influence de la cohérence temporelle acousto-optique T_ϕ.

L'approche expérimentale

La période du motif aléatoire est fixée à $T = 1/32$ s et le temps de vie photoréfractif a été choisi proche de cette dernière, à $\tau_{PR} = 41ms$. Le nombre de sauts du motif aléatoire N est varié selon $N = 8$, 16, 32, 64, 128 *et* 256. Les profils respectifs sont présentés sur la figure 4.34. Sur le premier profil, pour N=8, le pic central est entouré de deux pics secondaires importants. Il s'agit d'une preuve expérimentale de l'existence d'un bruit de corrélation partielle. Nous retrouvons bien la diminution de largeur du pic central avec l'augmentation de N. Les mesures sont par contre rapidement limitées par le bruit expérimental. La simulation concorde cependant bien avec les mesures, au dessus de ce bruit.

L'approche numérique

La période du motif aléatoire est fixée à $T = 1/64$ s, le temps de vie photoréfractif a été fixé à $\tau_{PR} = 3.4ms$ et la constante d'intégration à la détection synchrone à $\tau_c = 100ms$. Le nombre de sauts du motif aléatoire N est varié selon $N = 1024$, 2048, 4096, 8192, 16384, 32768 *et* 65536. Les profils présentés sur la figure 4.35 correspondent à N=1024, 4096, 16384 et 65536, *i.e.* à $T_\phi = 15$, 3.8, 0.95 *et* 0.24 μs. La figure 4.36 présente l'espérance du bruit et l'évolution de l'écart type de ce bruit en fonction de N. En regard des courbes d'ajustement théorique, nous constatons que le niveau moyen et l'écart type diminuent linéairement avec N, et par conséquent avec le temps de cohérence acousto-optique T_ϕ.

Nous pouvons ensuite nous intéresser à l'expression numérique de ces ajustements théoriques. L'espérance a été ajustée par la fonction

$$fit_{T_\phi,1} = 2.1/N. \quad (4.132)$$

En adoptant l'approche présentée à la sous section 4.7.1, nous pouvons nous attendre à

$$E_z = {}^{T_\phi}\!/_{\tau_{PR}} = {}^{T}\!/_{\tau_{PR}} \times {}^{1}\!/_{N} = {}^{4.6}\!/_{N}. \tag{4.133}$$

Nous sommes tout à fait dans l'ordre du grandeur de l'ajustement, d'autant plus que le facteur ${}^{1}\!/_{\tau_{PR}}$ est ici une grandeur caractéristique. L'écart type a quant à lui été ajusté par la fonction

$$fit_{T_\phi T,2} = {}^{1.2}\!/_{N}. \tag{4.134}$$

En reprenant toujours l'approche de la sous section 4.7.1, nous pouvions nous attendre à

$$\sigma_z = {}^{T_\phi}\!/_{(\tau_{PR}\times T)^{1/2}} = \left({}^{T}\!/_{\tau_{PR}}\right)^{1/2} \times {}^{1}\!/_{N} = {}^{2.1}\!/_{N}. \tag{4.135}$$

Nous sommes également tout à fait dans l'ordre de grandeur de l'ajustement utilisé. Les lois d'échelle proposées à la sous section 4.7.1 sont ici conformes aux simulations.

Dans les conditions d'imagerie en régime continu, le niveau moyen relatif du bruit de localisation et l'écart type de ce bruit diminuent donc bien linéairement avec la résolution. Une imagerie plus résolue a donc tendance à limiter ces bruits parasites.

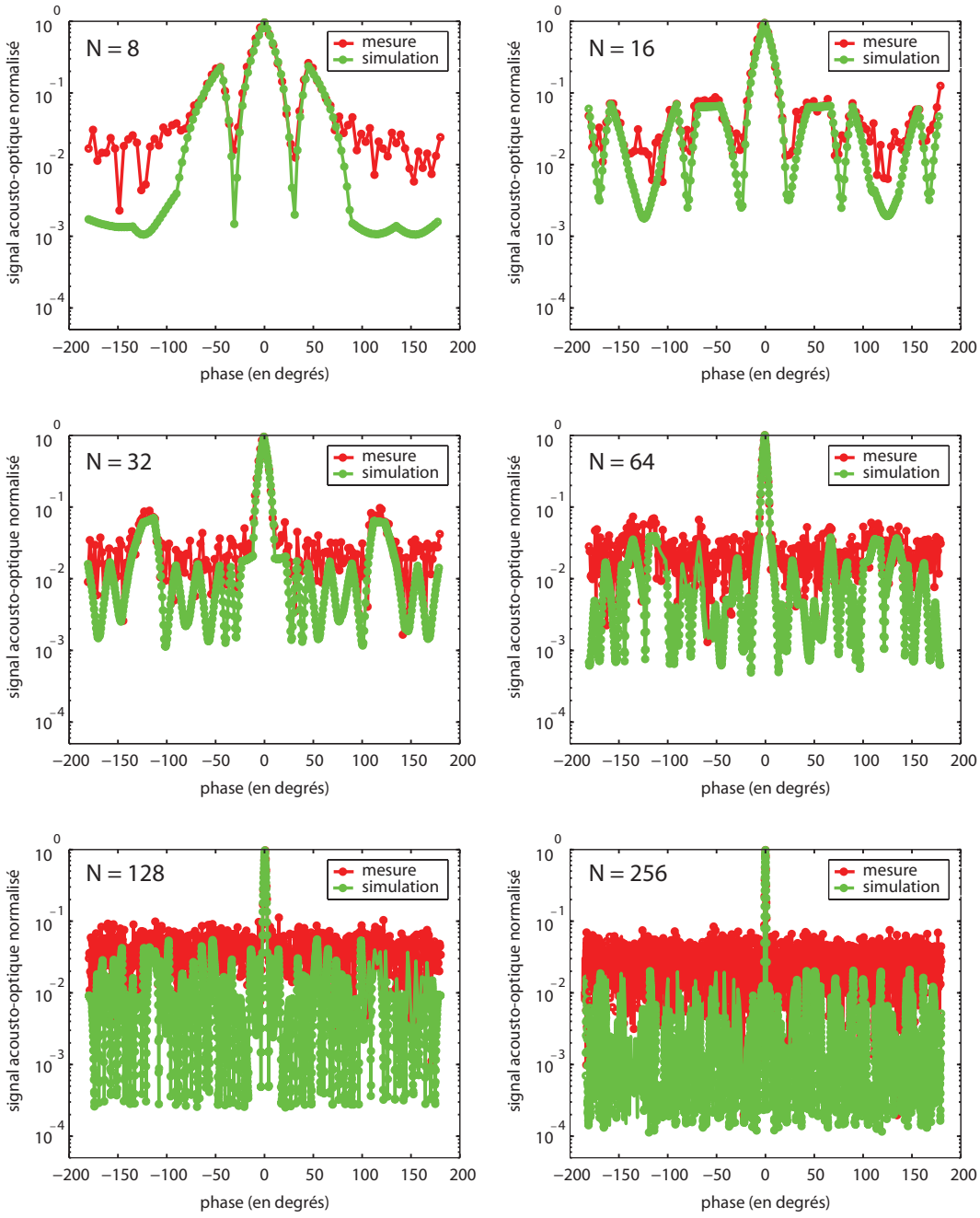


FIGURE 4.34: Profils expérimentaux et simulés du signal acousto-optique des zones de cohérence de la colonne ultrasonore pour différents temps de cohérence acousto-optique T_ϕ. La phase portée abcisse correspond au déphasage entre les deux motifs aléatoires.

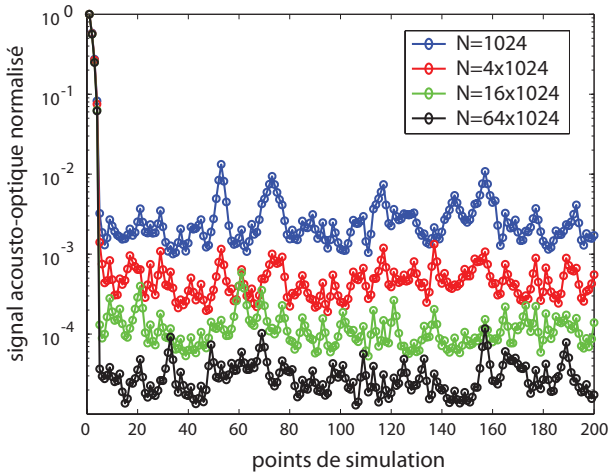


FIGURE 4.35: Simulations du signal acousto-optique des zones de cohérence de la colonne ultrasonore pour différents temps de cohérence acousto-optique T_ϕ

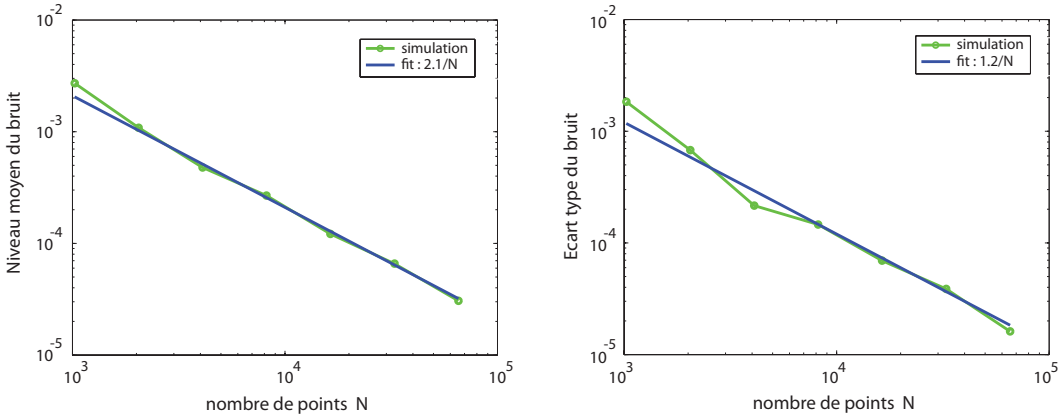


FIGURE 4.36: Évolution du niveau moyen E_z du bruit et de son écart type σ_z dans les simulations du signal acousto-optique des zones de cohérence de la colonne ultrasonore selon le temps de cohérence acousto-optique T_ϕ

4.7.5 La dépendance au temps de réponse de l'holographie photoréfractive τ_{PR}

Nous nous intéressons maintenant à l'influence du temps de vie du photoréfractif τ_{PR}.

L'approche expérimentale

La période du motif aléatoire est fixée à $T = 1/32$ s et le nombre de sauts du motif aléatoire à N=8. Le temps de cohérence correspondant vaut $T_\phi = 1/32\times 8 s \simeq 3.9ms$. Le temps de vie photoréfractif a été choisi respectivement à 41ms, 26ms, 13ms, 9ms, 6ms et 4.3ms. Ces valeurs permettent de vérifier $T > \tau_{PR} > T_\phi$, hormis le premier profil qui présente τ_{PR} légèrement supérieur

à T. Les profils respectifs sont présentés sur la figure 4.37. Lorsque τ_{PR} diminue, nous constatons sur les profils que l'espérance du bruit a tendance à augmenter. La simulation concorde bien avec les mesures.

L'approche numérique

La période du motif aléatoire est fixée à $T = 2^{-6} = 1/64$ s, le nombre de sauts du motif aléatoire à $N = 2^{14} = 16384$ et la constante d'intégration à la détection synchrone à $\tau_c = 100ms$. Le temps de cohérence correspondant vaut $T_\phi = T/N = 2^{-20}s \simeq 1\mu s$. Le temps de vie du photoréfractif τ_{PR} est varié de 0.5ms à 50ms. Les profils simulés correspondants à $\tau_{PR} = 0.5ms$, $5ms\, et\, 50ms$ sont présentés sur la figure 4.38. La figure 4.39 présente l'évolution de l'espérance et de l'écart type du bruit en fonction de τ_{PR}. L'ajustement de l'espérance nous précise d'abord que ce dernier diminue linéairement lorsque τ_{PR} augmente avant de saturer. Le changement de régime s'effectue aux alentours de $\tau_{PR} \simeq T$. Lorsque $T < \tau_{PR}$, l'holographie photoréfractive ne devrait en effet se bâtir plus que sur $T/T_\phi = N$ événements incohérents, indépendants de τ_{PR}. L'écart type de ce bruit présente également une saturation. Pour $\tau_{PR} < T$, plus τ_{PR} diminue, plus l'écart type augmente, mais sa loi d'évolution n'est pas ajustable par une fonction simple. En augmentant la détection interférentielle, nous obtenons donc un bruit de corrélation parasite plus élevé, relativement plus uniforme.

Pour la valeur numérique des ajustements, nous nous intéresserons au régime $\tau_{PR} < T$. Dans ce régime, l'évolution du niveau moyen du bruit est convenablement ajusté par la fonction

$$fit_{\tau_{PR},1} = 4.2\times10^{-7}/\tau_{PR}. \tag{4.136}$$

D'après l'approche adoptée à la sous-section 4.7.1, nous pouvions nous attendre à

$$E_z = T_\phi/\tau_{PR} = 2^{-20}/\tau_{PR} \simeq 10^{-6}/\tau_{PR}. \tag{4.137}$$

L'ajustement s'avère encore une fois suivre la loi d'échelle proposée. Pour l'évolution de l'écart type, l'ajustement assez grossier proposé est la fonction

$$fit_{\tau_{PR},2} = 4\times10^{-6}/\sqrt{\tau_{PR}}. \tag{4.138}$$

La loi d'échelle proposée vérifie pour sa part la fonction

$$\sigma_z = T_\phi/(\tau_{PR}\times T)^{1/2} \simeq 8\times10^{-6}/\sqrt{\tau_{PR}}. \tag{4.139}$$

Les lois d'échelle proposées sont ici aussi bien conformes aux simulations.

Dans les conditions d'imagerie en régime continu, le niveau moyen relatif du bruit de localisation et l'écart type de ce bruit diminuent donc également linéairement avec la bande passante de l'holographie photoréfractive. Une imagerie plus rapide a donc tendance à augmenter le bruit de localisation. Il existe

donc un compromis entre la diminution du temps de réponse photoréfractif et la limitation de ces bruits de corrélation.

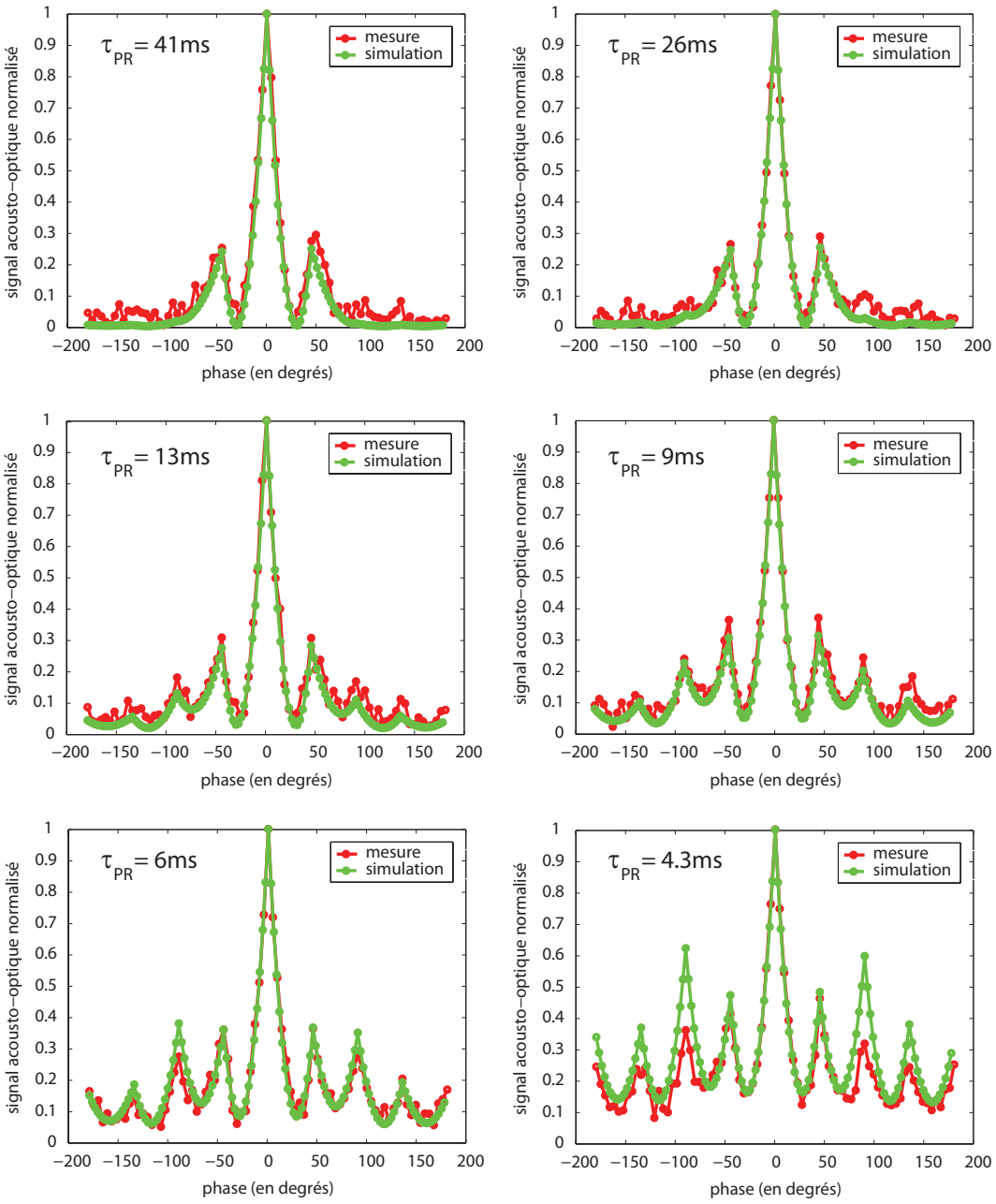


FIGURE 4.37: Profils expérimentaux et simulés du signal acousto-optique des zones de cohérence de la colonne ultrasonore pour différents temps de vie photoréfractifs τ_{PR}

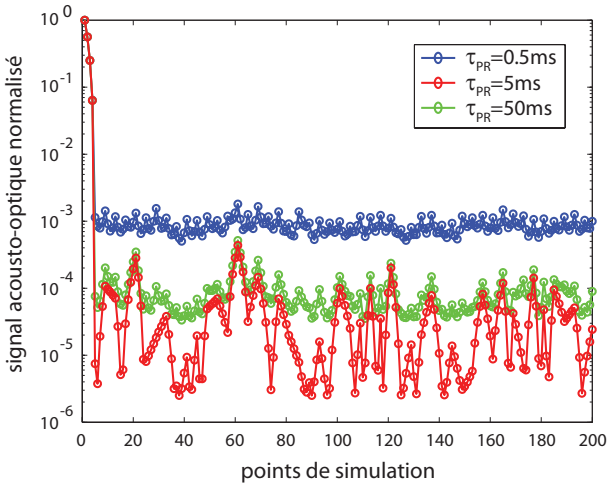


FIGURE 4.38: Simulations du signal acousto-optique des zones de cohérence de la colonne ultrasonore pour différents temps de vie photoréfractifs τ_{PR}

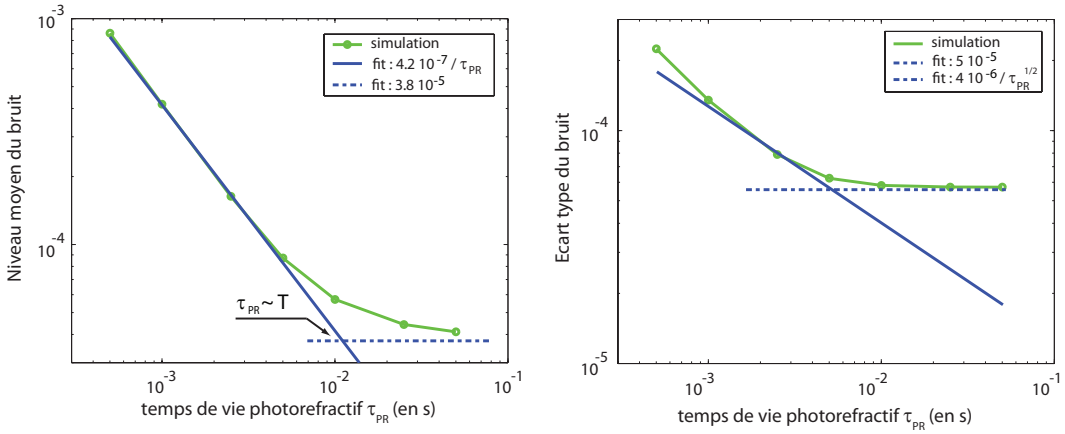


FIGURE 4.39: Évolution du niveau moyen E_z du bruit et de son écart type σ_z dans les simulations du signal acousto-optique des zones de cohérence de la colonne ultrasonore selon le temps de vie photoréfractif τ_{PR}

4.7.6 La dépendance au choix du couple $(N, {}^1/_T)$

Nous nous intéressons ensuite à l'influence du choix du couple $(N, {}^1/_T)$ pour une résolution $T_\phi = {}^T/_N$ choisie. Nous n'aborderons pas ici l'approche expérimentale mais seulement l'approche numérique.

L'approche numérique

Le temps de vie photoréfractif est fixé à $\tau_{PR} = 3.4ms$ et la constante d'intégration à la détection synchrone à $\tau_c = 100ms$. Le couple $(N, {}^1/_T)$ est varié selon $(N, {}^1/_T) = (1024, 1024)\,,\ (2048, 512)\,, \ldots, (65536, 16)$ de façon à garder la cohérence temporelle fixée à $T_\phi = {}^T/_N = 2^{-20} \simeq 10^{-6}s$. Les profils de simulation correspondants à i=1, 3, 5 et 7 sont présentés sur la figure 4.40. La

figure 4.41 présente les évolutions de l'espérance et de l'écart type du bruit en fonction du couple choisi. Ils y sont représentés en fonction de T pour faciliter la comparaison de lois d'échelle dans le domaine temporel. Nous constatons qu'elles présentent toutes deux un changement de régime pour $T \simeq \tau_{PR}$. Pour $T > \tau_{PR}$, le niveau moyen présente une saturation qui traduit que ce niveau ne dépend pas du choix du couple $(N, {}^{1}/_{T})$, à résolution T_ϕ donnée. Dans ce même régime, l'écart type présente une décroissance globale monotone. Mais il devrait normalement saturer pour T>τ_c, où il doit suivre la loi ${}^{T_\phi}/_{\sqrt{\tau_c \times \tau_{PR}}}$.

Intéressons-nous maintenant à l'expression numérique des ajustements pour le régime $\tau_{PR} < T < \tau_c$. Dans ce régime, la saturation de l'espérance s'établit à

$$fit_{(N,{}^{1}/_{T}),1} = 1.3 \times 10^{-4}. \tag{4.140}$$

L'approche décrite à la sous-section 4.7.1 nous propose un niveau moyen égal à

$$E_z = {}^{T_\phi}/_{\tau_{PR}} \simeq {}^{10^{-6}}/_{3.4\times10^{-3}} \simeq 3 \times 10^{-4}, \tag{4.141}$$

très proche de la valeur donnée par la simulation. Dans ce même régime, l'évolution de l'écart type a été ajustée par la fonction

$$fit_{(N,{}^{1}/_{T}),2} = {}^{10^{-5}}/_{\sqrt{T}}. \tag{4.142}$$

L'approche de la sous-section 4.7.1 nous propose

$$\sigma_z = {}^{T_\phi}/_{\sqrt{T\times\tau_{PR}}} \simeq {}^{10^{-6}}/_{\sqrt{3.4\times10^{-3}}} \times {}^{1}/_{\sqrt{T}} \simeq {}^{1.7\times10^{-5}}/_{\sqrt{T}}. \tag{4.143}$$

Nous retrouvons de nouveau une valeur très proche de la simulation.

Dans les conditions d'imagerie, et pour une résolution donnée, le niveau moyen relatif du bruit de localisation devient ainsi minimal, et indépendant du choix du couple $(N, {}^{1}/_{T})$, pour une période du motif aléatoire T supérieure au temps de réponse de l'holographie photoréfractive τ_{PR}. L'écart type de ce bruit ne devrait lui par contre devenir constant et minimal que pour une période T supérieure à la constante d'intégration au détecteur synchrone τ_c. Le régime $T > \tau_c$ paraît donc être le régime le plus favorable à un bruit stochastique minimal. Un tel régime n'a pas été employé dans les expérimentations d'imagerie exposées cet ouvrage du fait du temps d'intégration τ_c important requis par le faible niveau de signal, et de la mémoire limitée des générateurs de fonctions arbitraires à disposition. Dans le cadre du projet de la TAOC en régime quasi-continu, l'intégration sera typiquement de l'ordre de la milliseconde, et le régime $T > \tau_c$ sera directement à disposition. Notons dès à présent que dans l'optique d'effectuer plusieurs mesures au même point d'imagerie, mais même en prenant soin d'utiliser des motifs aléatoires incohérents à chaque mesure, le niveau moyen du bruit stochastique restera invariant. Seul son écart type diminuera.

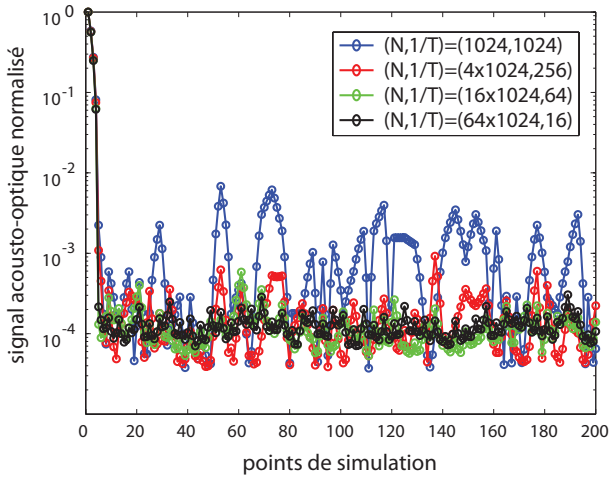


FIGURE 4.40: Simulations du signal acousto-optique des zones de cohérence de la colonne ultrasonore pour différents couples $(N; 1/T)$ à temps de cohérence acousto-optique T_ϕ fixe

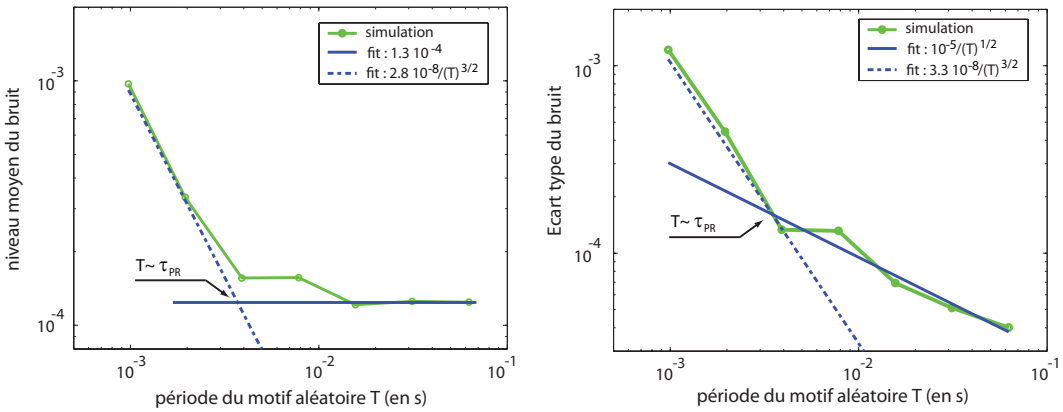


FIGURE 4.41: Évolution de l'espérance du niveau moyen du bruit et de son écart type dans les simulations du signal acousto-optique des zones de cohérence de la colonne ultrasonore pour différents couples $(N, 1/T)$ à temps de cohérence acousto-optique T_ϕ fixe

4.7.7 La dépendance à la constante d'intégration à la détection synchrone τ_c

Nous nous intéressons pour finir à l'influence de la constante d'intégration au détecteur synchrone τ_c.

L'approche numérique

Le temps de vie photoréfractif est fixé à $\tau_{PR} = 3.4ms$, la période du motif aléatoire à $T = 1/16\,s$ et le nombre d'événements du motif à $N = 2^{14}$. Ce couple $(N, 1/T)$ donne un temps de cohérence $T_\phi = T/N \simeq 4 \cdot 10^{-6}s$. La constante

d'intégration τ_c est varié de $1ms$ à $1000ms$. Les profils simulés correspondants à $\tau_c = 10ms$, $100ms$ et $1s$ sont présentés sur la figure 4.42. Remarquons que les profils à $\tau_c = 100ms$ et $\tau_c = 1s$ sont presque parfaitement identiques. Ils appartiennent tous deux au régime $\tau_c > T$ où la constante d'intégration ne doit plus avoir d'influence. La figure 4.43 présente ensuite les évolutions de l'espérance et de l'écart type du bruit en fonction de τ_c. L'espérance est invariante de τ_c pour $\tau_c > \tau_{PR}$. Pour $\tau_c < \tau_{PR}$, l'espérance a tendance à augmenter ; il devrait normalement évoluer selon ${}^{T_\phi}/_{\tau_c}$. Concernant l'écart type, il diminue avec τ_c avant de suivre une saturation. Ce changement de régime devrait s'effectuer pour $\tau_c = T$, mais il semble ici s'effectuer plus tôt. Cela est peut-être du à la superposition du deuxième changement de régime qui devrait s'effectuer à $\tau_c = \tau_{PR}$: en dessous l'écart type devrait évoluer selon ${}^{T_\phi}/_{\tau_c}$ et au dessus selon ${}^{T_\phi}/_{\sqrt{\tau_c \times \tau_{PR}}}$.

Intéressons-nous maintenant à l'expression numérique des ajustements. Pour le régime $\tau_c < \tau_{PR}$, la saturation de l'espérance s'établit à

$$fit_{\tau_c,1} = 5.3 \times 10^{-4}. \tag{4.144}$$

L'approche décrite à la sous-section 4.7.1 nous propose une espérance égale à

$$E_z = {}^{T_\phi}/_{\tau_{PR}} \simeq 1.1 \times 10^{-3}, \tag{4.145}$$

proche de la valeur donnée par la simulation. Pour le régime $\tau_c > T$, l'écart type est constant à

$$fit_{\tau_c,2} = 1.8 \cdot 10^{-4}. \tag{4.146}$$

L'approche de la sous section 4.7.1 nous donne

$$\sigma_z = {}^{T_\phi}/_{\sqrt{T \times \tau_{PR}}} \simeq 2.6 \cdot 10^{-4}, \tag{4.147}$$

toujours très proche de la valeur simulée. Pour le régime $\tau_{PR} < \tau_c < T$, l'écart type est ajusté par la fonction

$$fit_{\tau_c,3} = {}^{2.1 \cdot 10^{-5}}/_{\sqrt{\tau_c}}. \tag{4.148}$$

L'approche de la sous section 4.7.1 nous donne

$$\sigma_z = {}^{T_\phi}/_{\sqrt{\tau_c \times \tau_{PR}}} \simeq {}^{6.5 \cdot 10^{-5}}/_{\sqrt{\tau_c}}, \tag{4.149}$$

relativement proche de la valeur simulée.

Les bruits stochastiques de la TAOC ne dépendent donc pas du temps d'intégration à la détection synchrone τ_c, du moment qu'il est supérieur à longueur native du motif aléatoire T. Dans le cas où l'intégration lui serait inférieur, $\tau_c < T$, son espérance relative reste inchangée du moment qu'il reste supérieur au temps de réponse de l'holographie photoréfractive τ_{PR}. Seul son écart type augmente alors. La constante d'intégration τ_c peut donc être choisie

uniquement en fonction du rapport signal/bruit expérimental, sans se soucier des bruits stochastiques intrinsèques à la TAOC du moment qu'elle vérifie $\tau_c > \tau_{PR}$.

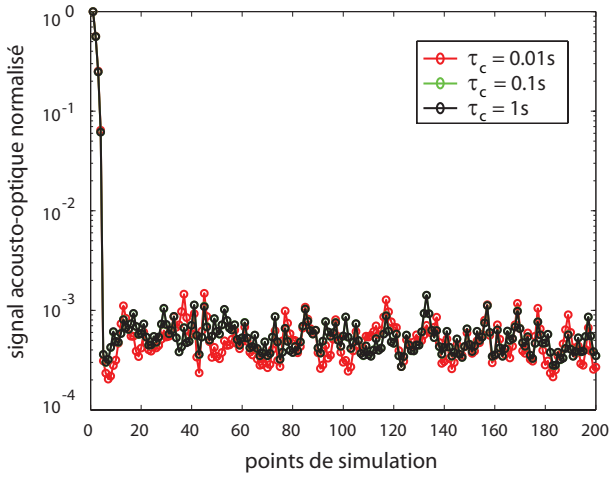


FIGURE 4.42: Simulations du signal acousto-optique des zones de cohérence de la colonne ultrasonore selon la constante de temps d'intégration à la détection synchrone τ_c

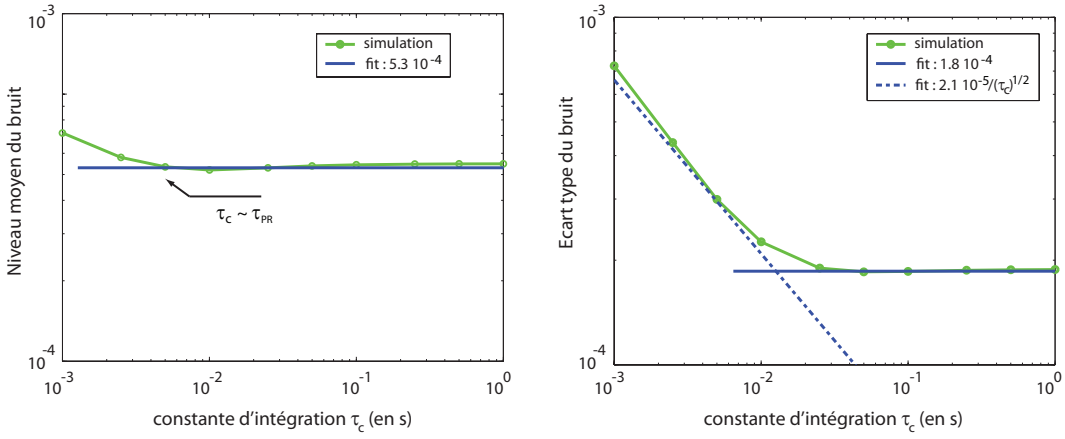


FIGURE 4.43: Évolution du niveau moyen E_z du bruit et de son écart type σ_z dans les simulations du signal acousto-optique des zones de cohérence de la colonne ultrasonore selon la constante de temps d'intégration à la détection synchrone τ_c

4.7.8 Une synthèse et une perspective sur les bruits intrinsèques de la TAOC

Les bruits de localisation présentent finalement bien un niveau moyen relatif indépendant de la longueur du motif aléatoire T et du temps d'intégration du signal τ_c tant que ceux-ci restent supérieurs au temps de réponse de l'holographie photoréfractive τ_{PR}. De manière plus précise, ce niveau ne dépend que

de la résolution de l'imagerie T_ϕ et du temps de vie photoréfractif τ_{PR}, selon

$$E_z = \frac{T_\phi}{min\left(\tau_{PR}, T, \tau_c\right)} = \frac{T_\phi}{\tau_{PR}}. \tag{4.150}$$

A résolution fixée et à temps de réponse donnée, le niveau de ce bruit est donc invariant. Seul son écart type varie selon T ou τ_c, en évoluant selon

$$\sigma_z = \frac{T_\phi}{\sqrt{\tau_{PR} \times min\left(T, \tau_c\right)}}, \tag{4.151}$$

à la seule condition que T et τ_c soient supérieurs à τ_{PR}.

En pratique, avec une résolution millimétrique et une bande passante holographique comparable à la décorrélation du tissu biologique, nous avons typiquement

$$E_z = \frac{T_\phi}{\tau_{PR}} = \frac{10^{-6}}{10^{-3}} = 10^{-3}. \tag{4.152}$$

Il faut bien sûr intégrer ce bruit local sur la totalité de la zone illuminée. En première approximation, en considérant une illumination uniforme sur un disque de 30mm de diamètre, nous trouvons que le poids relatif de ce bruit intégré sur le niveau de signal est

$$\int\limits_{z \neq c_{US}\theta} E_z dz = 30 \times 10^{-3} = 0.03. \tag{4.153}$$

Ce rapport est d'ailleurs typiquement le même dans les conditions expérimentales des images effectuées en régime continu, où nous avions $\tau_{PR} \simeq 3ms$ et $T_\phi \simeq 2\mu s$. La conséquence d'un tel bruit ne serait pas forcément en soi limitant, car impliquerait une augmentation du bruit de fond et par conséquent une baisse de contraste.

4.8 Une synthèse

Dans la première section 4.1 ont d'abord été présentées les techniques de résolution axiale proposées par les techniques d'imagerie acousto-optique existantes. Ces techniques se différencient notamment par le régime d'émission acoustique, continu ou impulsionnel. L'avantage des techniques impulsionnelles est de générer un signal acousto-optique axialement localisé. Leur désavantage est par contre l'étendue de leur bande passante de détection, qui implique un bruit de détection électronique non optimal. De ce constat, nous avons proposé d'utiliser un régime d'émission acoustique continu - ou comme nous le verrons dans les perspectives, potentiellement quasi-continu - couplé à une nouvelle technique permettant d'obtenir un signal axialement résolu. Nous avons appelé cette technique la Tomographie Acousto-Optique cohérente (TAOC).

Le principe de la TAOC a été exposé dans la seconde section 4.2. Cette technique repose sur une modulation aléatoire de phases selon $0, \pi$ sur un temps

de bascule T_{phi} sur le bras d'excitation acoustique et sur l'un des bras optiques. Seul un retard temporel θ est appliqué sur le bras optique. Ce dispositif permet de créer une zone différenciée centrée en l'abscisse $z_0 = c_{US}\theta$ et de largeur caractéristique $\Delta z = c_{US}T_\phi$. Cette différenciation vient du fait que seule cette zone de la colonne acoustique demeure temporellement cohérente sur le temps de réponse de l'holographie photoréfractive. Nous appelons cette propriété la cohérence acousto-optique.

Une modélisation théorique de cette expérimentation a été proposée dans la section 4.3. Nous avons pour cela considéré la contribution à la modulation acousto-optique de chaque diffuseur des différents chemins optiques. Nous avons ensuite introduit la modulation aléatoire de phase propre à la TAOC, puis la modulation asymétrique de phase nécessaire à la détection synchrone. Nous avons ainsi formulé l'expression du signal acousto-optique propre à notre expérimentation. Cette approche théorique nous indique que ce signal est bien proportionnel à la densité locale de photons, ce qui justifie l'utilisation de cette technique de l'imagerie de l'absorption optique d'un milieu diffusant épais. Ce signal est également proportionnel au flux acoustique local et à la surface de collection de la photodiode. Enfin, la fonction d'appareil de cette technique de résolution correspond à la fonction $|g_{1,z}(z)|^2$ où $g_{1,z}(z)$ est directement liée à la fonction d'autocorrélation de la modulation aléatoire de phase appliquée.

Le montage expérimental de la TAOC par détection holographique photoréfractive a ensuite été présenté à la section 4.4. Par rapport à notre expérimentation d'imagerie acousto-optique présentée au chapitre 3, la mise en place de la TAOC ne suppose aucune modification du dispositif expérimental. Seuls les signaux d'excitation du bras acoustique et de l'un des bras optiques sont modifiés pour introduire la modulation aléatoire de phases propre à la TAOC.

Nous avons ensuite effectué une approche expérimentale de la résolution Δz permise par la TAOC. Nous avons pour cela d'abord vérifié le principe de résolution, en effectuant des profils axiaux à différentes résolutions Δz. Nous avons alors trouvé que le signal acousto-optique augmentait bien linéairement avec Δz, comme attendu, avant saturation. Ceci met en évidence le compromis entre la dynamique de signal et le résolution. Nous avons ensuite confronté ces profils à la fonction d'appareil théorique $|g_{1,z}(z)|^2$, qui s'avère ajuster convenablement les mesures expérimentales. Nous avons ensuite utilisé l'expérimentation pour résoudre axialement deux inclusions absorbantes dans un milieu non diffusant.

Après cela, nous avons utilisé notre expérimentation dans son domaine d'application propre, à savoir l'imagerie de milieux diffusants épais. Nous avons à ce titre imagé des milieux diffusants épais de caractéristiques de diffusion similaires à celles des milieux biologiques. Nous avons d'abord imagé le cône de diffusion lumineuse d'un échantillon diffusant sans inclusion, puis l'absorption d'une inclusion absorbante de 3mm de diamètre centrée au sein de l'échantillon. Nous avons ensuite imagé deux inclusions absorbantes de 3mm de diamètre espacées de 2mm, selon plusieurs résolutions. Cette expérimentation a souligné de nouveau le compromis entre dynamique de signal et résolution. Enfin, nous

avons imagé un échantillon biologique, à savoir une escalope de dinde, de 3cm d'épaisseur. Cet échantillon s'est avéré transmettre bien plus de flux lumineux que les échantillons fabriqués jusque-là, mais également présenter un signal acousto-optique relativement plus faible. Ceci peut provenir d'une atténuation plus forte de l'onde acoustique dans le tissu biologique.

En dernier lieu, je me suis intéressé au bruit intrinsèque de la TAOC. En effet, cette technique est basée sur des corrélations de motifs aléatoires sur des bandes passantes finies. En dehors du domaine de cohérence acousto-optique se trouvent donc des domaines de corrélation partielle, qui sont considérés par notre imagerie comme sources de signal acousto-optique. Bien que ce bruit de localisation n'a pas été limitant dans les imageries jusqu'à présent effectuées, je me suis intéressé à son évolution afin de prédire d'éventuelles limitations à venir. L'existence d'un tel bruit a été confirmé par une approche expérimentale. Un exercice de pensée relayé par des simulations numériques a permis de proposer des lois d'évolution. Ce bruit dépend fortement du rapport entre le temps de cohérence acousto-optique T_ϕ et le temps de réponse de l'holographie photoréfractive τ_{PR}, soit T_ϕ/τ_{PR}. Ce bruit est finalement peu dépendant du temps d'intégration à la détection synchrone τ_c et de longueur du motif aléatoire T. Ceci reste valable tant que ces derniers demeurent supérieurs à τ_{PR}, soit $\tau_c, T > \tau_{PR}$, qui constitue le cas rencontré expérimentalement.

Chapitre 5

Caractérisation et optimisation

Nous allons aborder dans cette section la caractérisation et l'optimisation des points clefs de l'expérimentation. Pour cela, nous étudierons tout d'abord l'excitation ultrasonore, qui fixe aussi bien l'amplitude du signal que la résolution transverse et la résolution axiale de notre imagerie. Nous aborderons ensuite la question de la conformité de notre imagerie aux normes biomédicales, à la fois acoustique et optique. Nous aborderons ensuite la détection opto-électronique, et nous comprendrons comment nous avons optimisé le bruit de cette détection. Nous nous intéresserons également à la dépendance du rapport signal bruit de notre expérimentation à différents paramètres expérimentaux, que sont la puissance du faisceau référent et le temps d'intégration du signal. Nous nous pencherons ensuite sur la mesure du temps de réponse du temps de vie photoréfractif et nous proposerons une approche complémentaire qui s'appuie sur la non-uniformité spatiale du faisceau référent. Nous nous intéresserons enfin plus particulièrement aux bruits intrinsèques de la technique de TAOC et aux limitations potentiellement induites.

5.1 La caractérisation de l'excitation ultrasonore

Intéressons-nous tout d'abord au champ ultrasonore. Il est de fait un élément fondamental de l'imagerie acousto-optique. La répartition transverse de ce champ définit en effet la résolution transverse de notre imagerie, et nous verrons qu'au niveau du foyer acoustique la résolution est bien millimétrique. Nous verrons ensuite la bande passante d'émission ultrasonore. Ce point est important parce qu'il fixe la résolution axiale extrêmale que nous pouvons obtenir avec le PZT utilisé. Nous nous intéresserons enfin à la pression acoustique au foyer permise par le PZT. Cette pression acoustique est fondamentale parce que le signal acousto-optique en dépend de manière quadratique.

Je rappelle que le PZT utilisé est le transducteur Panametrics A395S, de diamètre nominal $D = 1.50'' = 38mm$, de focale $f = 75mm$ et de fréquence nominale $\nu_{c,US} = 2.25MHz$.

5.1.1 La résolution transverse

La résolution transverse de notre technique d'imagerie acousto-optique dépend directement de l'étendue du faisceau acoustique au point d'imagerie. La figure 5.1 présente la répartition spatiale transverse de la pression acoustique normalisée $P_{US,norm}$ au niveau du foyer acoustique du PZT. Le lobe principal présente une largeur à mi-hauteur

$$r_{US,tr} = 1.2mm. \tag{5.1}$$

Cette valeur est à mettre en relation avec le rayon de la tache d'Airy dû à la diffraction de l'ouverture du PZT, autrement dit avec

$$r_{Airy} = 1.22\frac{\lambda}{D}f = 1.22\frac{c_{US}}{\nu \times D}f \simeq 1.6mm. \tag{5.2}$$

Les lobes latéraux sont ici très atténués à cause de l'étendue transverse de 0.4mm de l'hydrophone HGL-0400 utilisé pour les mesures. Cette mesure constitue la résolution transverse de notre imagerie au niveau du foyer acoustique.

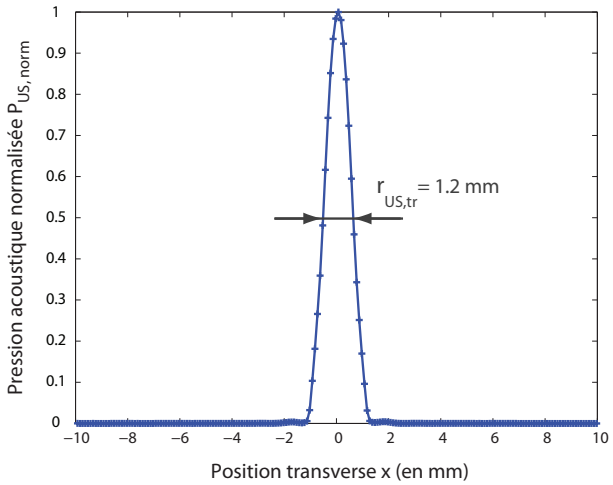


FIGURE 5.1: La répartition spatiale de la pression ultrasonore normalisée $P_{US,norm}$ selon l'axe transverse (Ox) à la propagation ultrasonore

5.1.2 La bande passante de l'émission ultrasonore

Nous nous intéressons maintenant à la bande passante d'émission du PZT. La figure 5.2 présente la réponse spectrale du PZT. La largeur à mi-hauteur mesurée vaut $\Delta\nu_{US,1/2} = 1.8MHz$. Cette bande passante a toute son importance dans la technique de modulation aléatoire de phases utilisée dans la

TAOC. Elle détermine en effet la meilleure résolution que peut apporter cette technique selon

$$\Delta z_{min} = \frac{c_{US}}{\Delta \nu_{US,1/2}}. \tag{5.3}$$

Autrement dit, le PZT que nous utilisons peut théoriquement permettre une résolution

$$\Delta z_{min} = 0.8mm. \tag{5.4}$$

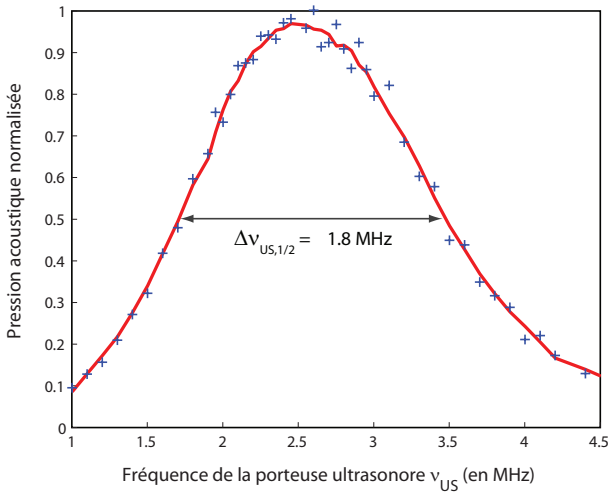


FIGURE 5.2: La réponse spectrale normalisée du PZT (Panametrics A395S)

5.1.3 La pression acoustique selon son axe de propagation

Le profil parabolique du faisceau ultrasonore implique une variation plus lente de la pression acoustique sur l'axe ultrasonore (Oz) que sur les axes transverses (Ox) et (Oy). La figure 5.3 présente l'évolution relative de la pression selon cet axe principal. L'origine de cet axe, z=0, correspond au foyer acoustique. La pression acoustique décroît selon z, et la distance caractéristique par rapport au foyer où la pression a diminué de moitié vaut

$$r_{US,axial} = 13mm. \tag{5.5}$$

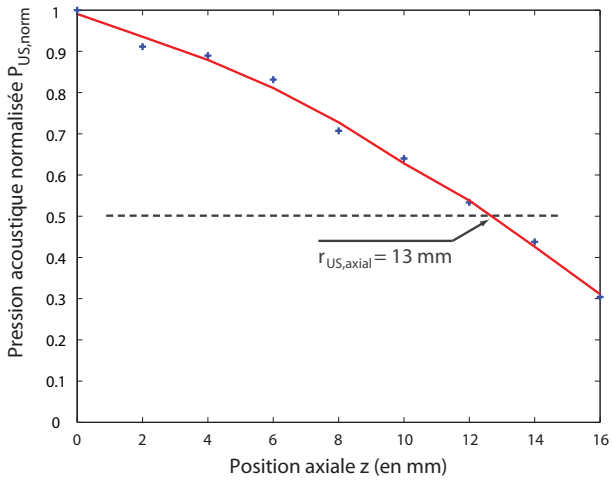


FIGURE 5.3: La répartition spatiale de la pression ultrasonore normalisée $P_{US,norm}$ selon l'axe de propagation ultrasonore (Oz)

5.1.4 La pression acoustique au foyer

La figure 5.4 montre l'évolution de la pression acoustique au foyer P_{US} selon la tension de commande V_{US}, à savoir la tension de contrôle du PZT avant l'amplificateur de puissance SCO ALP6080, avec une impédance de sortie de 50Ω. Cette pression acoustique est obtenue à partir de la surpression $P_{US,+}$ au foyer et de la dépression $P_{US,-}$ au foyer selon

$$P_{US} = \frac{P_{Us,+} + P_{US,-}}{2}. \tag{5.6}$$

La dissymétrie entre la surpression et la dépression provient certainement des non linéarités de la propagation acoustique dans l'eau. La réponse en pression du PZT est linéaire jusqu'à une tension de contrôle typique $V_{US} = 1.3V$, où la pression acoustique vaut $P_{US} = 2.1MPa$. Au-delà, la pression émise sature, à une pression de saturation $P_{sat} \simeq 2.5MPa$. La dépression sature quant à elle à $P_{-,sat} \simeq 2.0MPa$, et la surpression à $P_{+,sat} \simeq 3.1MPa$.

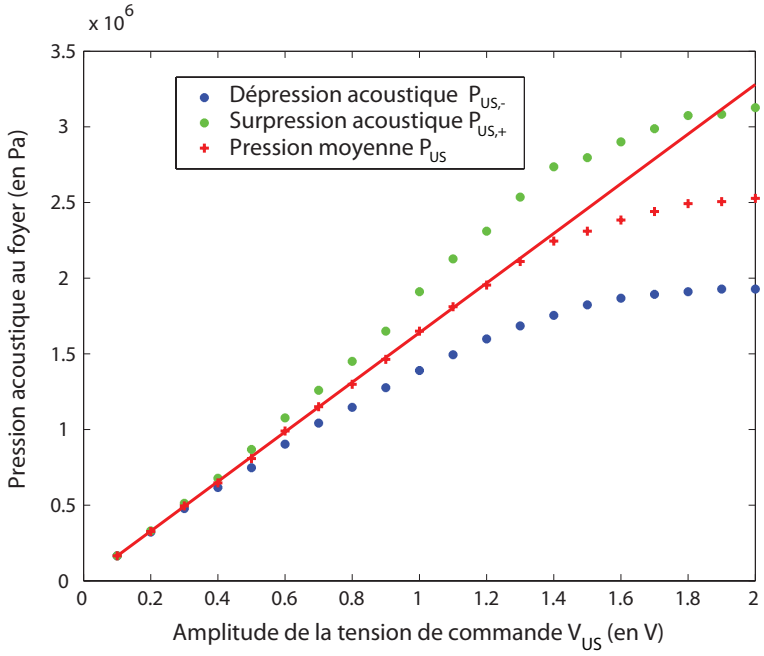


FIGURE 5.4: La dépendance de la dépression acoustique $P_{US,-}$, de la surpression acoustique $P_{US,+}$ et de la pression acoustique moyenne P_{US}, à l'amplitude de la tension V_{US} en sortie 50Ω.

5.1.5 Une synthèse sur la caractérisation de l'excitation ultrasonore

La caractérisation de l'excitation ultrasonore employée nous indique une résolution transverse millimétrique au niveau du foyer acoustique. De plus, bien qu'il n'existe aucune réelle résolution axiale, la technique de modulation aléatoire de phases appliquée sur le PZT permet d'obtenir la résolution axiale millimétrique souhaitée grâce à la bande passante suffisante du PZT. Enfin, la mesure de la pression acoustique maximale, au foyer acoustique, indique une excitation linéaire jusqu'à une pression acoustique de $P_{US} \simeq 2MPa$. Il est maintenant nécessaire de confronter cette amplitude d'excitation aux normes acoustiques biomédicales, afin d'adapter la TAOC à une application biomédicale.

5.2 Les normes biomédicales

L'imagerie de milieux diffusants épais trouve comme domaine d'application important l'imagerie biomédicale, et plus précisément l'imagerie de tissus biologiques *in vivo*. Une telle imagerie impose des précautions pour éviter tout dommage aux organes et tissus vivants. Bien qu'à proprement dite non invasive, l'imagerie acousto-optique suppose que des ondes acoustiques et des ondes optiques pénètrent le milieu, et par conséquent interagissent avec. La prise en compte des normes biomédicales est donc importante pour orienter le

développement de notre technique et la mise en oeuvre de cette dernière. Sont ici exposées à ce titre respectivement les normes biomédicales acoustiques et les normes biomédicales optiques.

5.2.1 Les normes acoustiques

Pour aborder les normes acoustiques biomédicales, nous intéresserons tout d'abord aux principales sources de réglementations. Nous évoquerons ensuite les différents phénomènes pouvant altérer le milieu et nous verrons en même temps les indices de mesure standardisés correspondants. Nous nous pencherons enfin plus particulièrement sur les normes en vigueur et nous verrons enfin les implications sur notre expérimentation.

Les réglementations pour l'acoustique biomédicale

Les normes acoustiques biomédicales reposent en partie sur le standard *IEC-60601-2-37*[78]. Ce standard ne donne cependant aucune limitation sur les puissances acoustiques émises ou sur 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 je n'y ai trouvé aucune directive quantitative sur les niveaux de puissance et d'énergie ultrasonore tolérée. 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*. C'est donc sur cette réglementation que nous allons nous appuyer.

Les interactions de l'onde avec son milieu de propagation

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[79]. Ces effets impliquent tous des effets mécaniques ou biochimiques qui peuvent potentiellement causer des dommage physiologiques.

L'échauffement thermique A la traversée du milieu, l'onde acoustique perd de son énergie notamment par visco-élasticité. La pression acoustique décroît de façon exponentielle selon

$$P_{US}(z) = P_{US,0} exp(-\alpha z), \tag{5.7}$$

où α est le coefficient d'absorption acoustique en amplitude. Dans la fenêtre spectrale qui nous intéresse, α croît linéairement avec la fréquence porteuse acoustique ν selon

$$\alpha = \alpha_\nu \times \nu. \tag{5.8}$$

Le coefficient α_ν 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. Nous nous intéressons ici à cette dernière catégorie, les tissus mous, où est rencontré typiquement [80]

$$\alpha_\nu = 0.44\, dB\, cm^{-1}\, MHz^{-1}. \tag{5.9}$$

Mais les modèles couramment rencontrés dans l'écriture des normes considèrent

$$\alpha_{\nu,norm} = 0.3\, dB\, cm^{-1}\, MHz^{-1}. \tag{5.10}$$

Cette énergie est en partie convertie en énergie thermique, impliquant une augmentation de la température du milieu. L'échauffement initial suit un comportement linéaire selon

$$\Delta T_{US} = \frac{2\alpha_\nu I_{US}}{C}, \tag{5.11}$$

où I_{US} est l'intensité acoustique et C la capacité calorifique spécifique du milieu. L'échauffement final dépend ensuite à la fois de la conductivité thermique effective du milieu et du volume chauffé.

L'indicateur correspondant à l'échauffement thermique est l'indice de température, *TI* (pour *Thermal Index*)[81], qui est définit par

$$TI = \frac{W}{W_{deg}}, \tag{5.12}$$

où W est la puissance acoustique émise par le transducteur à tout instant, et W_{deg} est la puissance nécessaire pour échauffer le milieu de 1°C en un lieu quelconque de la colonne ultrasonore. Il existe toute une variété de valeurs pour W_{deg} tenant compte, entre autres, des propriétés des tissus.

La cavitation acoustique Le terme de cavitation acoustique fait référence à plusieurs phénomènes[82]. 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 s'effondre sur elle-même à cause de l'inertie du milieu du 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. Cette hausse brutale de la température peut alors s'accompagner localement d'effets biochimiques.

L'indicateur correspondant est l'indice mécanique, *MI* (pour *Mechanical Index*)[83]. Contrairement à l'indicateur *TI*, il n'existe qu'un seul modèle pour cet indice, qui considère un milieu mou. Le MI est alors défini selon

$$MI = \frac{P_{US,-}}{\nu_c^{1/2}}, \tag{5.13}$$

où $P_{US,-}$ désigne la dépression acoustique exprimée en MPa et ν_c présente la fréquence centrale exprimée en MHz.

Les pressions de radiation acoustique Le terme de forces de pression de radiation[84] 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.

Il n'existe aucune indicateur correspondant à ces forces.

Les normes acoustiques biomédicales

Les seuils des normes acoustiques Je m'appuie sur les normes *510k* de la *FDA [85]* et plus précisément sur le critère 3 qui différencie deux catégories de champs d'application : ophtalmologique ou non-ophtalmologique. En nommant $I_{US,sppa}$ l'intensité crête maximale et $I_{US,spta}$ l'intensité moyenne maximale, toute application non-ophtalmologique doit remplir les conditions qui suivent :

1. a. $I_{US,sppa} < I_{US,sppa,max} = 190 W.cm^{-2}$ ou b. $MI < MI_{max} = 1.9$,
2. $I_{US,spta} < I_{US,spta,max} = 720 mW.cm^{-2}$,
3. $TI < TI_{max} = 6.0$ (cette condition peut être dépassée sous réserve de justifications).

La conformité de notre expérimentation Dans l'eau, la puissance d'une onde plane en régime linéaire est donnée par

$$I_{US} = \gamma_{US} \times P_{US}^2, \tag{5.14}$$

où $\gamma_{US} = 30\, W \cdot cm^{-2} \cdot MPa^{-2}$.

La conformité à la condition 1 La condition 1.a. impose :

$$P_{US} < P_{max,1.a} = \left(\frac{I_{US,sppa,max}}{\gamma_{US}} \right)^{0.5} = 2.5 MPa. \tag{5.15}$$

La condition 1.b. impose quant à elle

$$P_{US,-} < P_{-,max,1.b} = MI_{max} \times \nu_c^{0.5} = 2.8 MPa, \tag{5.16}$$

pour $\nu_c = 2.3MHz$.

Les conditions 1.a. et 1.b. sont remplies, parce que la pression acoustique moyenne ne dépasse jamais $P_{sat} = 2.5MPa$, et la dépression ne dépasse jamais $P_{-,sat} = 2.0MPa$ dans notre expérimentation, comme montré sur la figure 5.4. Nous prenons généralement $P_{US} < 2.1MPa$ pour rester en régime linéaire, et en pratique nous avons couramment pris $P_{US} = 1.6MPa$.

La conformité à la condition 2 En régime d'émission continue, la condition 2. impose une pression acoustique

$$P_{US} < \left(\frac{I_{US,spta,max}}{\gamma_{US}} \right)^{0.5} = 0.15MPa. \tag{5.17}$$

Mais nous n'avons pas intérêt à travailler en régime continu. En appelant $r_{cycl,US}$ le rapport cyclique d'émission d'un régime d'impulsion, nous avons

$$I_{US,spta} = r_{cycl,US} \times I_{US,sppa}. \tag{5.18}$$

Le rapport signal bruit de l'expérimentation en régime d'impulsions est proportionnel à

$$R_{S/B,impulsion} \propto \frac{I_{US,spta}}{\sqrt{r_{cylc,US}}} = \sqrt{r_{cycl,US}} \times I_{US,sppa}. \tag{5.19}$$

Nous avons donc intérêt à maximiser la puissance acoustique crête selon $I_{US,sppa} < I_{US,sppa,max}$ et à prendre ensuite le rapport cyclique d'impulsions qui nous permette de vérifier la condition 2. selon

$$r_{cycl,max} < \frac{I_{US,spta,max}}{I_{US,sppa}}. \tag{5.20}$$

Pour une pression $P_{US} = 2.1MPa$, nous avons

$$r_{cycl,max} = \frac{0.720}{30 \times (2.1)^2} = 5.4\%. \tag{5.21}$$

Ainsi, pour une période de répétition d'impulsions égale à $10Hz$, le train d'onde acoustique dure environ $500\mu s$.

La conformité à la condition 3 Pour la conformité à l'accroissement de température maximal, il faut décrire de manière plus précise le milieu spécifique à imager. La condition 3 semble indiquer une élévation température maximale de 6°C. Mais cela est certainement à pondérer par le volume insonifié : une élévation de température de quelques degrés sur un volume important n'a sûrement pas le même effet qu'une élévation plus forte mais très localisée.

Une synthèse sur les normes acoustiques

Les normes acoustiques biomédicales se déclinent en quatre restrictions. Elles portent respectivement sur la puissance acoustique moyenne, sur la puissance acoustique instantanée, sur un indice mécanique limitant le risque de cavitation et sur un indice thermique limitant une trop grande élévation thermique des tissus. La confrontation de notre expérimentation à ces normes nous indique que le PZT utilisé délivre une puissance acoustique instantanée et un indice mécanique tolérés. La confrontation à l'indice thermique n'a pas été effectuée, faute de connaissance des modèles correspondants. Par contre, notre expérimentation en régime d'émission ultrasonore continue dépasse très largement les normes indiquées, et il est donc très probable qu'une telle expérimentation sur des tissus vivants présente un risque sanitaire. La solution pour y remédier est l'utilisation d'impulsions acoustiques de quelques pour cents de rapport cyclique. Cette solution fait partie du projet de TAOC impulsionnel utilisant des impulsions acoustiques et optiques longues de l'ordre de la milliseconde.

5.2.2 Les normes optiques biomédicales

Je m'appuie sur la norme NF EN 60825-1 écrite par l'*AFNOR* (*Association Française de Normalisation*). Y est proposée l'Exposition Maximale Permise de la peau au rayonnement laser EMP_{peau}.

Les seuils des normes optiques

En régime continu Pour une durée d'exposition t supérieure à 10s, pour une longueur d'onde λ comprise entre 700nm et 1400nm, la norme est

$$EMP_{peau,cont.}(\lambda) = 2000 \cdot C_4(\lambda)\ W \cdot m^{-2}, \tag{5.22}$$

où $C_4(\lambda)$ est un facteur de correction fonction de la longueur d'onde.

En régime quasi-continu Pour une durée d'exposition t comprise entre 0.1µs et 10s, pour une longueur d'onde λ comprise entre 700nm et 1400nm, la norme est

$$EMP_{peau,t}(\lambda) = 1.1 \cdot 10^4 \cdot t^{0.25} \cdot C_4(\lambda)\ J \cdot m^{-2}, \tag{5.23}$$

où $C_4(\lambda)$ est le même facteur de correction qu'en régime continu.

$C_4(\lambda)$ est défini par

$$C_4(\lambda) = min\left(10^{0.002(\lambda-700)}; 5\right). \tag{5.24}$$

Pour $\lambda = 1064nm$, nous avons $C_4(\lambda = 1064nm) = 5$ et pour $\lambda = 800nm$, $C_4(\lambda = 800nm) = 1.6$.

La conformité de notre expérimentation

En régime continu Pour $\lambda = 1064nm$,

$$EMP_{peau,cont.}\,(\lambda = 1064nm) = 10^4 W \cdot m^{-2} = 1W \cdot cm^{-2}. \tag{5.25}$$

Toutes nos expérimentations effectuées avec une injection inférieure ou égale à $1W$ sur $1cm^2$, à savoir au moins toutes les expérimentations d'imagerie, sont conformes.

Pour $\lambda = 800nm$,

$$EMP_{peau,cont.}\,(\lambda = 800nm) = 3.2 \cdot 10^3\, W \cdot m^{-2} = 0.32\, W \cdot cm^{-2}. \tag{5.26}$$

Le flux d'injection toléré est donc typiquement trois fois plus faible mais le gain de flux transmis à travers l'échantillon rend cette longueur d'onde plus favorable.

En régime quasi-continu Pour le projet d'imagerie d'impulsions longues, à l'écriture de cette thèse, nous venons de recevoir un laser Alexandrite délivrant des impulsions de $500\mu s$ de longueur. Pour une telle impulsion $t = 0.5 \cdot 10^{-3}s$,

$$EMP_{peau,t}\,(\lambda = 800nm) = 2.6 \cdot 10^3\, J \cdot m^{-2} = 0.26\, J.cm^{-2}, \tag{5.27}$$

qui correspond à une puissance crête

$$EMP_{peau,t}\,(\lambda = 800nm) = 520\, W.cm^{-2} \tag{5.28}$$

Une synthèse sur les normes optiques

Les normes optiques biomédicales exposées s'appuient sur l'Exposition Maximale Permise de la peau. Ces normes différencient les régimes continus des régimes impulsionnels. Dans le cas du régime continu, l'énergie permise à $\lambda = 1064nm$ vaut $1W/cm^2$. De plus, les énergies optiques permises diffèrent selon la longueur d'onde, et sont plus favorables à $\lambda = 1064nm$ qu'à $\lambda = 800nm$, même si le différentiel d'absorption entre ces deux longueurs d'onde avantage tout de même l'imagerie à $\lambda = 800nm$. Quant au régime impulsionnel quasi-continu, l'énergie maximale vaut à cette même longueur d'onde $520W/cm^2$, à comparer avec la puissance crête du laser Alexandrite récemment acquis qui propose une puissance crête de 200W. De manière générale, les normes optiques sont pour nous moins limitantes, du moment que l'on prend à étendre suffisamment l'injection lumineuse.

5.2.3 Une synthèse sur les normes biomédicales

La conformité aux normes médicales est un enjeu majeur pour l'intérêt et donc le développement de notre expérimentation. Les normes optiques ne posent en soi pas de réels problèmes, du moment que l'on prend soin d'étendre

suffisamment l'injection. Les normes acoustiques sont par contre plus contraignantes. Même si les puissances crête tolérées ne sont que peu contraignantes, il n'en est pas de même pour les puissances moyennes. Seul le développement du régime d'impulsions de l'ordre de la milliseconde permet réellement de remplir cette condition. Ce régime peut être couplé à des impulsions lumineuses de même durée, tout en restant dans les normes optiques. Ce couplage est à la base du projet de TAOC en régime quasi-continu.

5.3 La détection opto-électronique

En condition d'imagerie, à $\lambda = 1064nm$, le flux optique parvenant au détecteur est typiquement de $\phi_L = 1\mu W$. Dans ce flux, le signal qui nous intéresse est le signal acousto-optique, qui, dans l'expérimentation d'imagerie résolue axialement, équivaut à un flux typique de $\phi_{a.o.} = 10pW - 100pW$. Ce flux est modulé à une fréquence $\nu_{mod} = 3kHz$, choisie supérieure à la bande passante de l'holographie photoréfractive $^1/_{\tau_{PR}}$. Le cahier des charges pour le détecteur a été d'avoir une surface de collection de flux la plus importante possible, en présentant une bande passante compatible avec la fréquence de modulation, et un bruit de détection inférieur aux bruits physiques de notre expérimentation. J'ai donc construit un capteur remplissant ce cahier des charges.

5.3.1 Le bruit « ultime »de l'expérimentation

Le bruit physique de notre expérimentation est en fait le bruit de Schottky (*shot noise* en anglais) du flux lumineux total collecté par la détection. Ce bruit est un bruit poissonnien[86], associé à la source lumineuse. Considérons un détecteur d'efficacité quantique η_d, illuminé par un flux optique présentant à la détection n_ϕ photons par unité de temps. Le courant photo-électrique I_{pe} engendré par le détecteur s'écrit

$$I_{pe} = \eta_d n_\phi q, \tag{5.29}$$

où q est la charge du porteur élémentaire de charge.

Au caractère poissonnien du flux lumineux, est associé l'écart type du courant photoélectrique

$$i_{Schottky} = \frac{\sqrt{\eta_d n_\phi \tau} q}{\tau} = \sqrt{2qI_{pe}\Delta f}, \tag{5.30}$$

où τ est le temps de mesure et Δf la bande passante de mesure associée. Ce bruit en courant constitue la limitation physique du bruit expérimental. Le rapport signal/bruit "ultime" associé s'écrit

$$SB_{Schottky} = \frac{I_{pe}}{i_{Schottky}} = \sqrt{\eta_d n_\phi \tau} = \sqrt{\frac{I_{pe}}{2q\Delta f}}. \tag{5.31}$$

Ainsi, dans le cas où le bruit de Schottky est le bruit dominant, le rapport signal/bruit de la détection augmente comme la racine carré du flux lumineux

collecté, de l'efficacité quantique du détecteur et du temps de mesure. Nous avons donc tout intérêt à utiliser un détecteur avec une efficacité quantique de conversion photoélectrique η maximale.

La photosensibilité S exprime l'inverse du rapport entre le flux lumineux ϕ_L et le photocourant I_{pe} associé, selon

$$S = \frac{I_{pe}}{\phi_L}. \tag{5.32}$$

Nous avons

$$\phi_L = n_\phi h \frac{c}{\lambda}, \tag{5.33}$$

où $h \simeq 6.6 \cdot 10^{-34} J \cdot s$ désigne la constante de Planck et c la vitesse de la lumière dans le vide, ce qui amène

$$\begin{aligned} S &= \frac{\eta_d q}{hc}\lambda & (5.34)\\ &\simeq 8.1 \cdot 10^5 \cdot \eta_d \cdot \lambda & (5.35) \end{aligned}$$

Considérons par exemple à $\lambda = 1064nm$ une efficacité quantique idéale $\eta_d = 1$. La photosensibilité idéale associée vaut $S = 0.86\ A/W$.

Le bruit de Schottky associé au flux typique $\phi_L = 1\mu W$ vaut alors

$$\begin{aligned} i_{Schottky,\Delta f} &= \sqrt{2qS\phi_L} & (5.36)\\ &= 5.2 \cdot 10^{-13}\ A/\sqrt{Hz} & (5.37)\\ &= 0.52\ pA/\sqrt{Hz}. & (5.38) \end{aligned}$$

5.3.2 Le choix du détecteur

Le choix de la technologie

Compte tenu du niveau relativement important du flux lumineux collecté, $\phi_L = 1\mu W$, et de la bande passante désirée relativement faible, car supérieure à $\nu_{mod} = 3kHz$, une détection à base de photodiode m'a semblé la plus appropriée pour avoir une surface de collection importante tout en s'approchant du bruit de Schottky.

Les deux autres technologies envisageables sont en effet le photomultiplicateur et la photodiode à avalanche. Le photo-multiplicateur peut présenter des surfaces importantes, de plusieurs cm^2, mais souffre d'une efficacité quantique de photo-émission au niveau de sa photo-cathode trop faible dans le proche infrarouge, de l'ordre de 1%. Son gain d'amplification interne très important, de l'ordre $10^5 - 10^6$, est peu compatible avec le flux ϕ_L. La photodiode à avalanche propose quant à elle une amplification moins importante, de l'ordre de 10^2, tout à fait compatible avec notre expérimentation. Cette amplification implique cependant un bruit non poissonnien sur le courant photoélectrique, donc supérieur au bruit de Schottky [87]. Ce bruit est souvent largement compensé

par l'augmentation de la bande passante par rapport à une simple photodiode, mais notre fréquence de travail de quelques kHz ne le justifie pas.

Parmi les photodiodes, les photodiodes à simple jonction PN ou les photodiodes PIN sont souvent employées pour ce type d'application. Ces dernières présentent une zone semi-conductrice intrinsèque (I) entre les deux zones semi-conductrices dopées (P et I). Cette configuration n'est utilisable seulement en polarisation inverse, ce qui implique obligatoirement un courant d'obscurité, contrairement à la jonction PN qui accepte de ne pas être polarisée. La configuration présente par contre une capacité de jonction plus faible et une tension de claquage plus élevée.

Le choix du semi-conducteur

Dans le proche infrarouge, les photodiodes couramment employées sont à base de Silicium ou l. La figure 5.5 présente les photo-sensibilités typiques correspondantes. A $\lambda = 1064nm$, la sensibilité est bonne pour l'InGaAs $S_{InGaAs}\,(\lambda = 1064nm) \simeq 0.65A/W$ comparée à la Si $S_{Si}\,(\lambda = 1064nm) \simeq 0.3A/W$. En parallèle, à $\lambda = 800nm$, la sensibilité est moins bonne pour l'InGaAs ($S_{InGaAs}\,(\lambda = 800nm) \simeq 0.1A/W$) comparée à la Si ($S_{Si}\,(\lambda = 800nm) \simeq 0.5A/W$). Pour développer un capteur fonctionnant à ces deux longueurs d'onde, une photodiode à base de silicium m'a semblé être un bon compromis. D'autant plus que le coût d'une telle photodiode s'avère moins onéreux à l'achat que pour une InGaAs.

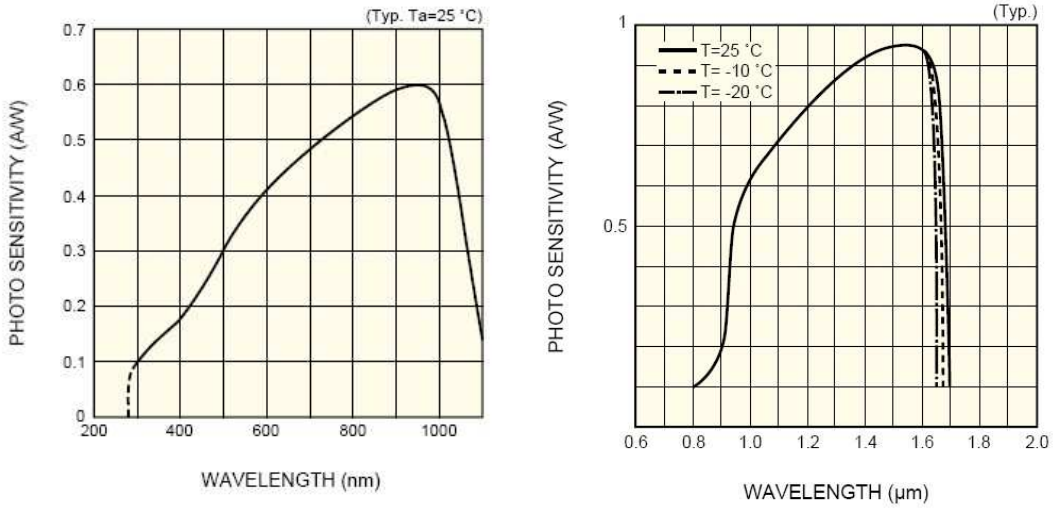


FIGURE 5.5: Les photo-sensibilités typiques d'une photodiode Si (à gauche) et InGaAs (à droite).

Les critères importants pour notre application

Le premier point est la surface de la photodiode. Ce point est fondamental parce qu'il influe sur la quantité de flux collecté. La surface de jonction joue aussi directement sur la capacité de jonction C_D, qui est lui proportionnelle.

Malgré les contraintes que cet effet capacitif peut amener sur l'électronique de détection, j'ai privilégié une surface élevée.

Peut être ensuite pris en compte la tension de polarisation inverse admissible. La tension de polarisation inverse V_D permet de diminuer la capacité C_D selon [88]

$$C_D = \frac{C_{D0}}{\sqrt{1 + \frac{V_D}{\varphi}}}, \tag{5.39}$$

où C_{DO} est la capacité intrinsèque de la jonction, sous polarisation nulle, et φ est la tension propre de la jonction, $\varphi \simeq 0.6V$ pour une jonction Silicium. La capacité de jonction diminue jusqu'à saturation, où la jonction est totalement déplétée.

La tension de polarisation induit par contre un courant d'obscurité I_D selon un loi exponentielle [89]

$$I_D = I_S \left(e^{\frac{qV_D}{kT}} - 1 \right), \tag{5.40}$$

qui dépend également de la température T, où $k \simeq 1.4 \cdot 10^{-23} J \cdot K^{-1}$ est la constante de Boltzmann et I_S est le courant de saturation qui ne dépend que de la surface de la jonction . Ce courant d'obscurité peut être limitant dans des applications présentant un courant photoélectrique très faible, car il peut saturer l'électronique de détection et imposer son bruit de Schottky comme bruit dominant. Dans notre application particulière, avec un courant photoélectrique $I_{L=}\eta_d \phi_L \simeq 5.10^{-7} A$, et à température ambiante, ce courant d'obscurité est négligeable pour les tensions de polarisations permises. Il ne rentre donc pas en considération dans notre choix de photodiode.

Vient enfin la résistance de shunt R_{sh} de la photodiode. Cette résistance est définie comme la résistance de la jonction sous polarisation nulle. Elle est mesurée en pratique à l'obscurité avec une tension inverse $V_D = 10mV$, selon [89]

$$R_{sh} \quad = \quad \frac{V_D = 10mV}{I_D}. \tag{5.41}$$

Elle décroît inversement à I_D, donc décroît quasi exponentiellement avec la température. Elle permet de modéliser les bruits thermiques de résistance de la jonction. Pour peu influer sur le bruit total de détection, cette résistance de shunt doit être aussi élevée que possible. Elle vaut typiquement $100M\Omega - 10G\Omega$ aux températures normales de fonctionnement, ce qui ne sera pas limitant pour notre application.

Les paramètres I_L, V_D, C_D, R_{sh}, et I_D sont à la base de la modélisation électronique utilisée pour une photodiode, exposée sur la figure 5.6. Seule la résistance série R_S n'a pas été évoquée car elle est négligeable en regard du courant photoélectrique I_L rencontré dans notre expérimentation.

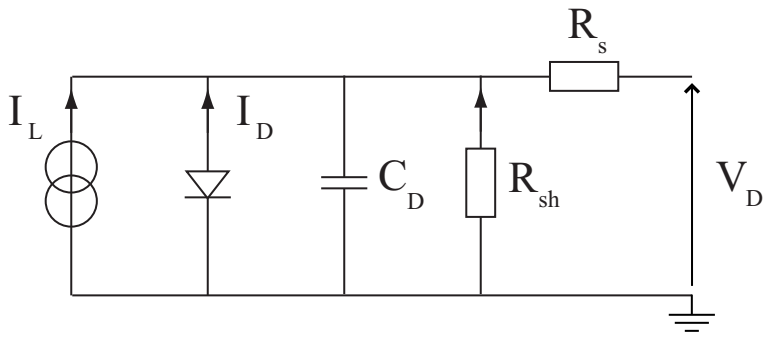
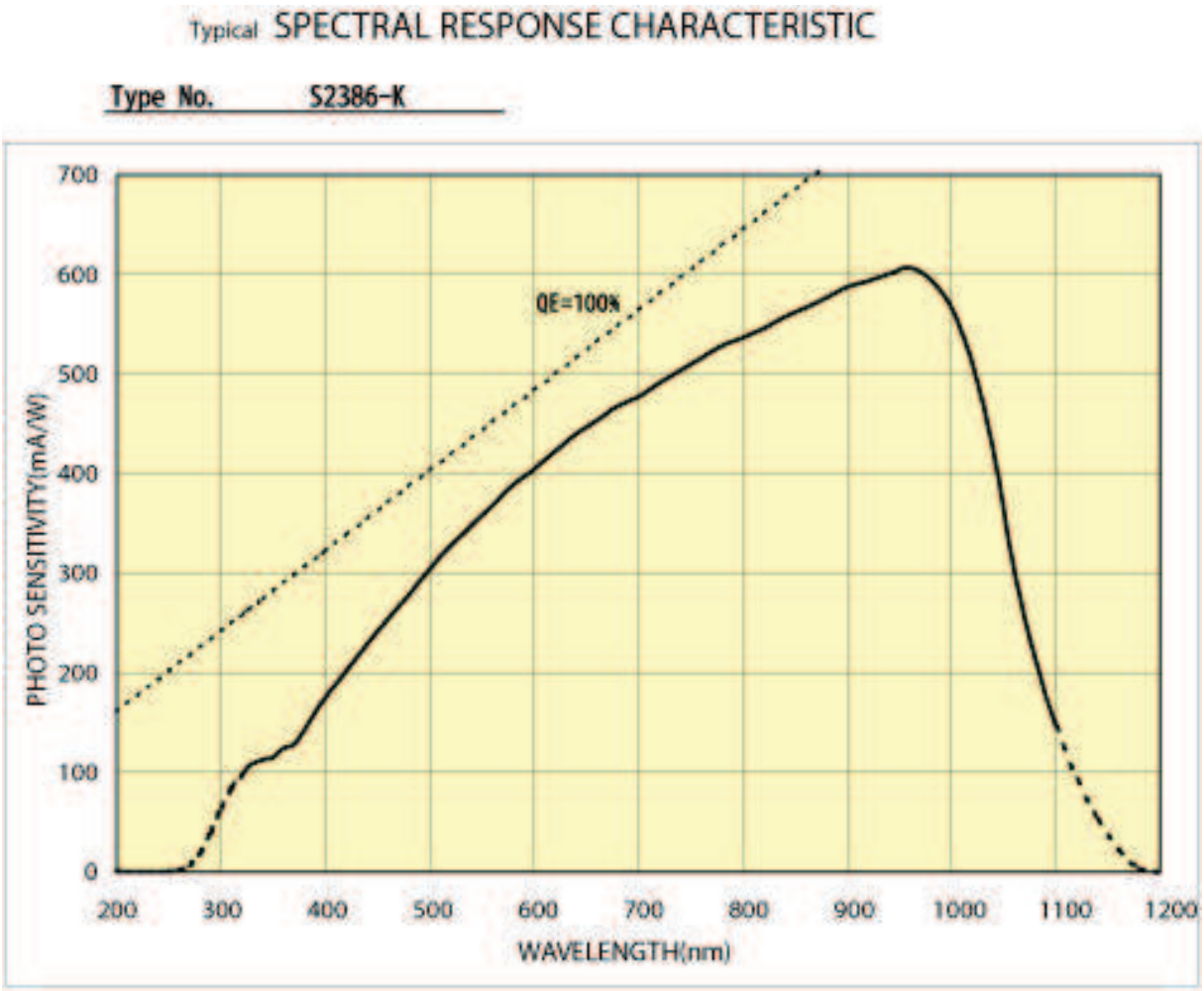


FIGURE 5.6: Modèle électronique de base d'une photodiode

En résumé, le choix de la photodiode a consisté à maximiser la surface de la jonction, quitte à utiliser ou développer ensuite une électronique de détection qui limite les problèmes liés à la grande capacité de jonction induite. De plus le courant d'obscurité I_D et la résistance de shunt R_{sh} n'étant pas limitant, nous n'avons aucun intérêt à travailler à basse température, et donc à utiliser des systèmes de refroidissement comme des étages Peltier.

Le choix du modèle de photodiode

J'ai opté pour la photodiode S2386-8K de type PN chez *Hamamatsu*. Elle présente une surface de détection $S_D = 33mm^2$ et sa photosensibilité constructeur est présentée sur la figure 5.7. Sa capacité de jonction sous une polarisation inverse $V_D = 10mV$ vaut $C_D = 4700pF$.



W.L. nm	S mA/W	Q.E. %	W.L. nm	S mA/W	Q.E. %	W.L. nm	S mA/W	Q.E. %	W.L. nm	S mA/W	Q.E. %
200			350	115	40.8	600	404	83.6	900	587	80.9
210			360	124	42.8	620	423	84.5	920	593	79.9
220			370	128	43.0	640	440	85.2	940	601	79.2
230			380	142	46.4	660	453	85.1	960	607	78.4
240			390	160	51.0	680	467	85.2	980	595	75.2
250			400	175	54.2	700	477	84.6	1000	566	70.2
260			420	202	59.6	720	491	84.6	1020	509	61.9
270			440	229	64.5	740	504	84.4	1040	422	50.3
280			460	254	68.4	760	515	84.1	1060	304	35.6
290			480	278	71.7	780	528	84.0	1080	215	24.7
300			500	304	75.3	800	536	83.1	1100	147	16.5
310			520	327	78.1	820	546	82.6	1120		
320	96	37.3	540	348	79.9	840	557	82.2	1140		
330	107	40.5	560	368	81.4	860	566	81.7	1160		
340	113	41.1	580	388	83.0	880	576	81.2	1180		

FIGURE 5.7: La photosensibilité de la photodiode Silicium S2386-8K, selon *Hamamatsu*

5.3.3 La conversion courant-tension

Nous préférons convertir le courant photoélectrique en tension, pour pouvoir la propager jusqu'aux appareils de mesure. Cette conversion courant tension est effectuée à travers une résistance de charge R.

Le schéma de base

Le schéma de base est la simple charge de R directement aux bornes de la photodiode, comme présenté sur la figure 5.8. Ce schéma souffre cependant de deux limitations : la dépendance de la tension de polarisation de la photodiode V_D au courant photoélectrique I_L suivant $V_D = RI_L$, et la fréquence de coupure $f_{c,-3dB}$ définie par

$$f_{c,-3dB,RC_D} = \frac{1}{2\pi RC_D}. \tag{5.42}$$

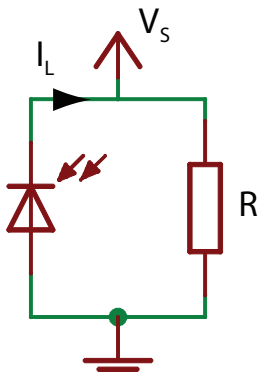


FIGURE 5.8: Schéma d'une simple charge R aux bornes de la photodiode

Ces limitations sont accentuées par la forte résistance R employée. En effet, toute résistance présente un bruit thermodynamique, appelé bruit de Johnson, qui s'exprime en courant selon

$$i_{Johnson} = \sqrt{\frac{4kT}{R}}\sqrt{\Delta f} \tag{5.43}$$

Pour contenir ce bruit en dessous du bruit de Schottky du courant photoélectrique, il faut que soit vérifiée la relation

$$i_{Johnson} < i_{Schottky}, \tag{5.44}$$

qui s'écrit,

$$\sqrt{\frac{4kT}{R}} < \sqrt{2qI_L}, \tag{5.45}$$

Nous trouvons une résistance de charge minimale R_{min} définie selon

$$R_{min} = \frac{2kT}{qI_L}. \tag{5.46}$$

qui vaut dans notre expérimentation, avec $I_L = 3 \cdot 10^{-7} A$,

$$R_{min} = 1.8 \cdot 10^5 \Omega \tag{5.47}$$

En pratique, pour avoir un bruit de Schottky bien dominant, j'ai travaillé avec $R = 10^7 \Omega$.

Le simple schéma de charge donnerait alors une fréquence de coupure théorique

$$f_{c,-3dB,RC_D} \simeq 3Hz. \tag{5.48}$$

Cette fréquence de coupure est bien trop basse pour être envisagée pour notre expérimentation, compte tenu de la fréquence de modulation $\nu_{mod} = 3kHz$ qui lui est supérieure de trois ordres de grandeurs.

Le schéma de transimpédance

Le schéma alors couramment employé est le schéma présenté sur la figure 5.9, utilisant un amplificateur opérationnel (AOP) avec la résistance de charge R en transimpédance. Ce circuit permet en effet d'isoler la photodiode de la résistance, maintenant ainsi une tension de polarisation constante aux bornes de la photodiode et limitant l'influence de la capacité C_D sur la bande passante.

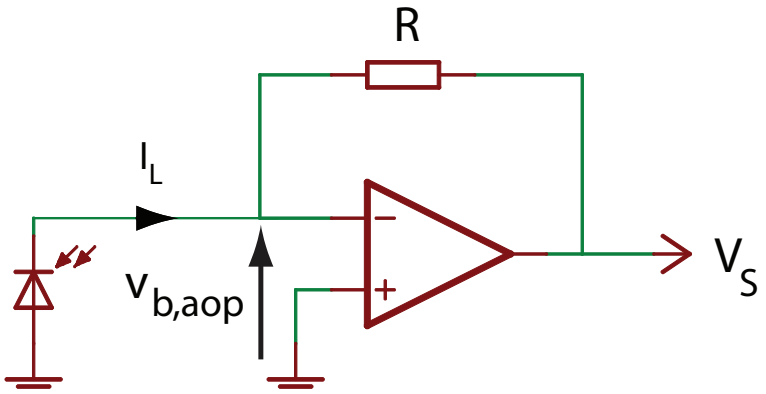


FIGURE 5.9: Le montage classique de transimpédance

La bande passante associée En fait, le gain de l'AOP n'étant pas infini, la capacité C_D limite la bande passante selon [90]

$$f_{c,-3dB} = \sqrt{f_{c,aop} \times \frac{1}{2\pi RC_D}}, \tag{5.49}$$

où $f_{c,aop}$ est la fréquence de coupure de l'AOP en gain unitaire.

Une fréquence de coupure $f_{c,-3dB}$ supérieure à la modulation $\nu_{mod} = 3kHz$ implique

$$f_{c,aop} > \nu_{mod}^2 \times 2\pi R C_D, \tag{5.50}$$

à savoir,

$$f_{c,aop} > 3MHz. \tag{5.51}$$

Cette fréquence minimale ne pose en soi aucune difficulté parce que beaucoup d'AOP proposent un produit gain bande supérieur.

Les bruits associés Pour étudier les bruits de ce montage, il est courant d'aborder séparément les bruits en courant et les bruits en tension.

Les bruits en courant Ce montage présente bien entendu les bruits en courant que sont le bruit de Schottky du courant photoélectrique $i_{Schottky}$ et le bruit de Johnson de la transimpédance $i_{Johnson}$. Mais s'ajoutent en plus les bruits de l'AOP provenant de ses étages d'entrée. Nous aborderons très succinctement les deux principales classes [91] : les AOP à entrées BJT (*Bipolar Junction Transistor*), et les AOP à entrées FET (*Field Effect Transistor*). Tout d'abord, les AOP à entrées FET présentent un courant de bias typique de 1pA (dans des conditions de températures normales, typiquement 25°C, ce courant de jonction dépendant fortement de la température, cf eq.5.40) , alors que les AOP à entrées BJT proposent un bias typique de 1nA. Bien qu'il existe trois ordres de grandeur entre ces deux valeurs, elles sont toutes deux négligeables devant le courant photoélectrique $I_L = 0.3\mu A$, et les bruits de Schottky associés sont donc également négligeables. Les entrées BJT à faible bruit en tension présentent par contre en plus un bruit non poissonnien, de l'ordre de $1pA/\sqrt{Hz}$, qui est alors supérieur ou de l'ordre de $i_{Schottky}$, et devient donc limitant. Nous utiliserons ainsi des entrées FET, et nous pourrons négliger les bruits en courant de l'AOP dans des conditions normales de température.

Le bruits en tension Calculons tout d'abord le bruit en tension de sortie $V_{b,Schottky,\Delta f}$ du bruit de Schottky associé au courant photoélectrique $I_L = 3 \cdot 10^{-7} A$ pour une transimpédance $R = 10^7 \Omega$.

$$\begin{aligned} V_{b,Schottky,\Delta f} &= R i_{Schottky,\Delta f} && (5.52)\\ &= R \times \sqrt{2qI_L} && (5.53)\\ &\simeq 3.1\,\mu V/\sqrt{Hz} && (5.54) \end{aligned}$$

Pour les AOP faible bruit à entrées FET, le bruit différentiel en tension $v_{b,aop,\Delta f}$ est de l'ordre de $v_{b,aop,\Delta f} \sim 10nV/\sqrt{Hz}$. A première vue, ce bruit peut paraître négligeable devant $V_{b,Schottky,\Delta f}$, mais il faut tenir compte du gain d'amplification de tension dû aux impédances Z_D de la photodiode et Z_R de la transimpédance, qui s'écrit

$$G_V = 1 + \frac{Z_R}{Z_D}. \tag{5.55}$$

En négligeant la capacité parasite de la transimpédance, ces impédances s'écrivent à la fréquence de modulation ν_{mod}

$$\begin{aligned} Z_D &= \frac{R_{sh}}{1 + j2\pi R_{sh} C_D \nu_{mod}} \\ Z_R &= R \end{aligned} \tag{5.56}$$

qui s'écrit pour $\nu_{mod} \gg f_{c,-3dB,RC_D} = 3Hz$

$$\begin{aligned} Z_D &= \frac{1}{j2\pi C_D \nu_{mod}} \\ Z_R &= R \end{aligned} \tag{5.57}$$

Pour $\nu_{mod} = 3kHz$, nous avons $\mid Z_D \mid \simeq 11k\Omega$ et $\mid Z_R \mid = 10M\Omega$. Le gain en tension vaut alors

$$G_V \simeq 0.9 \cdot 10^3. \tag{5.58}$$

Le bruit en tension de sortie $V_{b,aop,\Delta f}$ dû au bruit différentiel de l'AOP $v_{b,aop,\Delta f}$ s'écrit alors

$$V_{b,aop,\Delta f} = G_V \times v_{b,aop,\Delta f} \tag{5.59}$$

$$\simeq 9\,\mu V/\sqrt{Hz}. \tag{5.60}$$

Ce bruit est alors le bruit dominant pour $\nu_{mod} = 3kHz$, et il augmente quasi-linéairement avec la fréquence. De plus, nous avons considéré pour le moment ce bruit comme blanc, mais il est en fait rose, car présentant un bruit aux basses fréquences appelés bruit en $1/f$ ou bruit de *flicker*. La fréquence de coupure de ce bruit basse fréquence est typiquement de l'ordre du kHz, et peut être encore sensible à notre fréquence de modulation.

Ce montage classique de transimpédance n'est donc ici pas directement adapté à l'utilisation d'une photodiode de forte capacité de jonction. Ce bruit est en effet amplifié par la faible impédance associée.

Les montages alternatifs

Le bruit en tension $v_{b,aop,\Delta f}$ et la forte capacité de la photodiode sont à l'origine de ce bruit de sortie en tension dominant. Deux grandes approches peuvent par conséquent être envisagées pour diminuer ce bruit : abaisser la capacité de jonction C_D, ou découpler cette capacité du bruit $v_{b,aop,\Delta f}$.

Pour abaisser la capacité C_D, la première solution est de polariser la photodiode avec une tension de polarisation inversée [88]. Il faut par contre veiller

à avoir cette tension relativement exempte de bruit. La deuxième est plus évidente, à savoir de changer la photodiode. A l'heure d'écriture de cette thèse, j'aurais opté directement pour cette solution, en prenant à la place de la jonction PN une photodiode PIN sous polarisation inverse. Cela aurait réglé directement ce problème de bruit du fait de la capacité de jonction plus faible, tout en permettant d'utiliser une photodiode de plus grande surface. Mais je n'avais pas encore connaissance de cette possibilité au moment de ce choix.

La deuxième approche peut être mise en oeuvre par différents biais. Ces derniers peuvent d'ailleurs être couplés à la première solution en polarisant du même coup la photodiode. Ils permettent en plus généralement d'augmenter sensiblement la bande passante, bien que cela ne soit pas utile dans notre cas. Le biais que j'ai suivi est la mise en place d'un *bootstrap* au niveau de la photodiode [88]. Le principe du bootstrap est illustré sur la figure 5.10. Il consiste en un amplificateur en tension de gain unitaire aux bornes de la photodiode. Pour être efficace, il doit présenter un faible bruit en tension de sortie, une faible capacité d'entrée, et une bande passante plus élevée que la transimpédance. Mais en contrepartie, le gain est limité et le décalage de tension continue n'est que peu important.

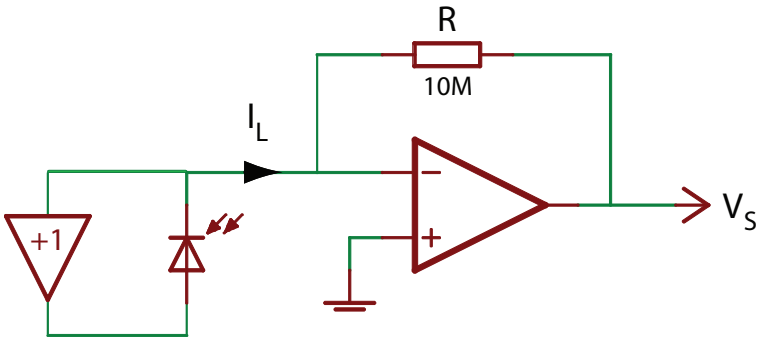


FIGURE 5.10: Le principe du montage *bootstrap*

Le schéma utilisé

Au final, j'ai monté le circuit présenté sur la figure 5.11[92] . Le *bootstrap* est assuré par un transistor FET qui permet de fixer un bruit typique légèrement inférieur à 1 $nV/\sqrt{Hz}$ aux bornes de la photodiode, tout en permettant une tension de bias, ici $V_b = -5V$. Ce montage a le mérite d'être simple à implanter et de ne pas être dépendant du courant photoélectrique I_L engendré.

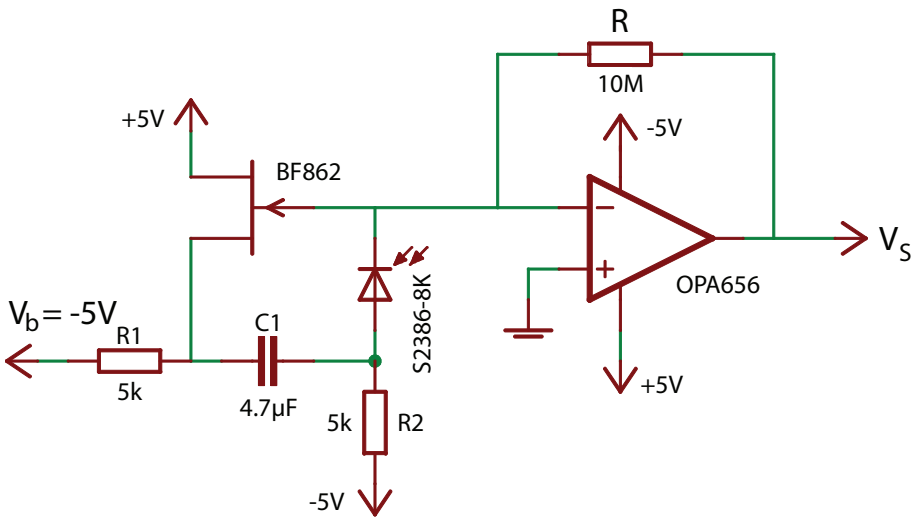


FIGURE 5.11: Le montage *bootstrap* à base de FET utilisé

5.3.4 La caractérisation du détecteur

Les principaux points de caractérisation sont la bande passante, le bruit et la calibration de la conversion flux lumineux-tension.

La bande passante de détection

La figure 5.12 présente la bande passante de la détection utilisée. La fréquence de coupure vaut

$$f_{c,-3dB} = 6.7kHz. \tag{5.61}$$

Cette bande passante est bien inférieure à la bande passante théorique que l'on peut obtenir avec le montage *bootstrap* utilisé. Mais elle est tout à fait suffisante pour détection la modulation à la fréquence $\nu_{mod} = 3kHz$. Cette limitation provient en fait de la capacité parasite de la résistance de transimpédance R. Même s'il est possible de diminuer cette résistance parasite, nous n'y avons ici aucun intérêt. J'aurais de toute façon ajouté une telle capacité pour limiter l'intégration spectrale du bruit et pour assurer la compensation de phase pour éviter tout risque d'oscillation.

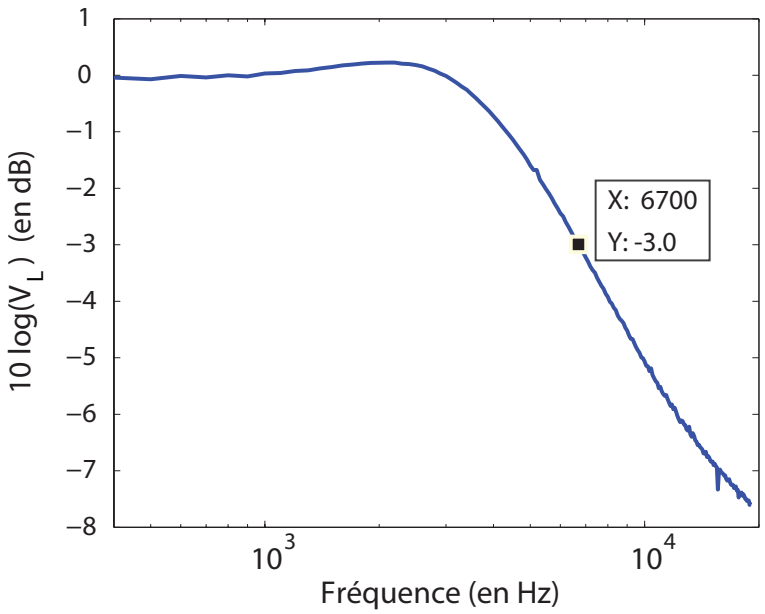


FIGURE 5.12: La réponse spectrale de la conversion courant-tension du détecteur

Le bruit expérimental de détection

Le bruit de détection est calculé à partir d'enregistrements à la carte son de la tension en sortie du capteur. Le bruit est mesuré directement sur les spectres de ces enregistrement, et ce pour différents niveaux de flux lumineux. Cette mesure a été effectuée ici à 7.5kHz, à savoir au niveau de la fréquence de coupure de la conversion courant-tension. J'ai choisi de me placer ainsi au niveau de la fréquence permise par la détection présentant théoriquement le plus de bruit. La bande passante de mesure est $\Delta f = 0.6Hz$. La figure 5.13 présente l'évolution du bruit en sortie $V_{b,S}$ pour différentes tensions continues V_{dc}. Nous voyons un bruit plancher suivi d'une montée de bruit. Le changement de régime s'effectue aux alentours de $V_{dc} \simeq 1V$. La courbe rouge est la courbe théorique du bruit de Schottky. Nous constatons un écart d'à peu près 1dB entre ce bruit théorique et le bruit expérimental. Nous constatons pour des tensions $V_{dc} \gtrsim 4V$ une chute brutale du bruit expérimental. Il s'agit en fait du régime de saturation de l'AOP.

Le bruit de Schottky devient donc le bruit dominant pour une tension continue minimale $V_{dc} = 1V$. En pratique, nous nous plaçons toujours dans cette condition.

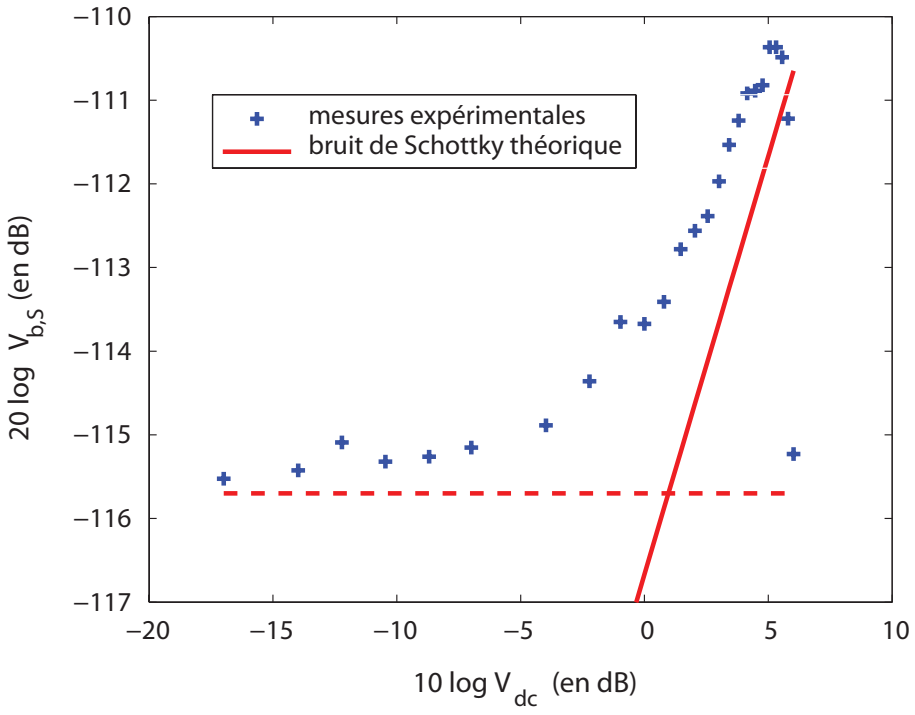


FIGURE 5.13: L'évolution du bruit de détection $V_{b,S}$ selon la tension continu délivré V_{DC}

La calibration flux-tension

Le détecteur est calibré en mesurant la tension continue V_{dc} aux bornes de celui-ci selon un flux lumineux donné ϕ_L à $\lambda = 1064nm$, mesuré au fluxmètre. La figure 5.14 présente la calibration ainsi effectuée. La régression linéaire des données expérimentales s'écrit

$$V_{dc} = a \times \phi_L + b \tag{5.62}$$

avec

$$a = 3.1 \cdot 10^6 V/W \tag{5.63}$$
$$b = -0.20V \tag{5.64}$$

Le léger offset $b = -0.2V$ provient du protocole expérimental utilisé. La calibration du détecteur a en effet été effectué dans le seul espace libéré et accessible de la table d'expérimentation, qui s'avère être un peu pollué par de la lumière diffuse. Et la mesure du flux lumineux au fluxmètre ne s'est pas faite exactement au niveau du détecteur, mais en réalité quelques cm devant. Le paramètre à vraiment tenir compte est donc bien $a = 3.1 \cdot 10^6 V/W$ qui définit la photosensibilité globale du détecteur à $\lambda = 1064nm$. Cette photosensibilité est à rapprocher de la photosensibilité de la photodiode S2386-8K utilisée $S(\lambda = 1064nm) = 0.305A/W$ et de la tolérance de 10% de la résistance de

transimpédance $R = 10M\Omega$, qui donne une photosensibilité théorique globale $S_V(\lambda = 1064nm) = R \times S(\lambda = 1064nm) = 3.05 \pm 0.31 \cdot 10^6 V/W$.

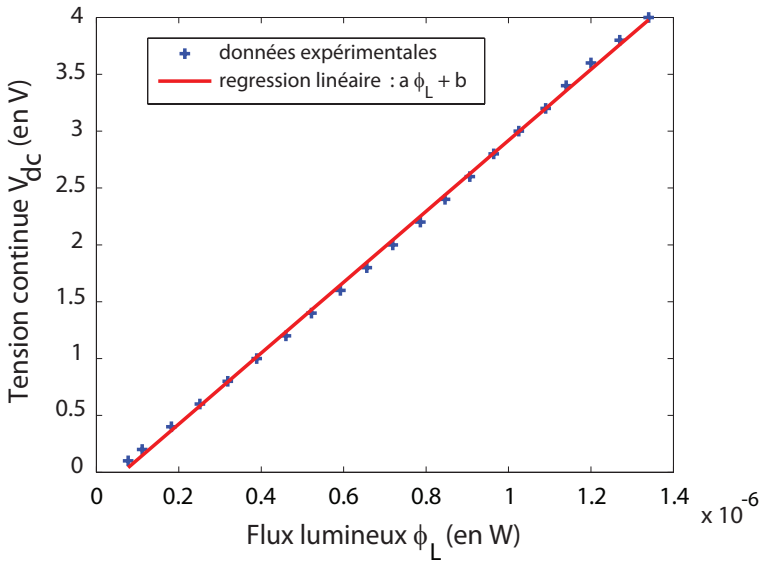


FIGURE 5.14: La réponse flux - tension du détecteur

5.3.5 Une synthèse et des perspectives sur la détection opto-électronique

Une synthèse

Le travail sur la détection opto-électronique a permis de construire un capteur de surface convenable (0.33cm^2), présentant un bruit limité par le bruit de Schottky du courant photoélectrique dans les conditions d'expérimentation ($\phi_L \sim 10^{-6}W$ à $\lambda = 1064nm$ avec $\nu_{mod} = 3kHz$). Ainsi, ce capteur permet d'atteindre le bruit "ultime" physique de notre expérimentation.

Des perspectives

Le capteur peut cependant être amélioré. Tout d'abord une diminution de la capacité de jonction permet de faire reculer le bruit de gain de tension. Une photodiode PIN peut permettre de diminuer au moins d'un ordre de grandeur cette capacité, et donc du même ordre de grandeur ce bruit. Nous pouvons même augmenter la surface active de la photodiode d'un ordre de grandeur, avec par exemple la S3204-08 de chez Hamamatsu qui présente une surface $S = 3.2cm^2$, tout en présentant une capacité de jonction toujours d'un ordre de grandeur inférieur. Cette surface équivaut alors celle du cristal photoréfractif et deviendrait alors la détection optimale pour notre expérimentation, permettant de collecter un ordre de grandeur supplémentaire de flux lumineux.

Par ailleurs, ce capteur nous a limité par sa dynamique, du fait du fonctionnement de l'AOP en $\pm 5V$ et de la transimpédance élevée $R = 10Mo$.

Cette limitation nous a par exemple contraint a diminuer fortement l'injection lumineuse dans l'imagerie de tissus biologiques. L'utilisation d'un AOP fonctionnant en $\pm 12V$ et l'utilisation d'une impédance de transimpédance plus faible peut nous permettre de travailler en imagerie de tissus biologiques en levant cette réduction de l'injection lumineuse. Typiquement, l'utilisation d'une photodiode de plus grande surface couplée à cette augmentation de dynamique peut nous permettre de collecter plus d'un ordre de grandeur de flux. Ceci permet ou bien d'augmenter le rapport signal bruit comme la racine carrée de ce facteur, ou bien de garder le même rapport signal tout en diminuant linéairement le temps d'intégration et donc le temps d'expérimentation.

5.4 Le rapport signal/bruit de l'expérimentation

Nous allons maintenant nous intéresser au rapport signal/bruit de notre expérimentation, qui dépend de six paramètres : le flux lumineux d'injection, la puissance ultrasonore émise, la résolution ultrasonore axiale, l'efficacité de l'holographie photoréfractive, la détection opto-électronique, et le temps d'intégration du signal. Les normes biomédicales exposées à la section 5.2 fixent la pression acoustique et le flux de l'injection lumineuse. L'influence de la résolution axiale a été exposée au chapitre précédent, où il a été montré que le signal acousto-optique dépendait linéairement de la résolution. La détection opto-électronique est exposée dans la section 5.3 à part entière. Dans l'imagerie de milieux diffusants non décorrélants, il reste deux paramètres expérimentaux jouant directement sur ses performances : le temps d'intégration à la détection synchrone τ_c et le flux référent I_{ref}. Nous allons voir dans cette section l'influence de ces deux paramètres.

5.4.1 La dépendance à la constante d'intégration de la détection synchrone τ_c

Cette étude expérimentale vise à établir la dépendance du rapport signal/bruit de l'expérimentation à la constante d'intégration du détecteur synchrone τ_c.

Je me suis placé dans des conditions d'imagerie en régime ultrasonore continu, avec un échantillon diffusant type, selon les configurations expérimentales explicitées sur la figure 5.15 . Le détecteur est connecté à la carte son grand public d'un ordinateur, afin que cette dernière fasse un unique enregistrement du signal expérimental $V_{ac}(t)$. La fréquence d'échantillonnage fixe vaut $f_e = 44,1kHz$, et la durée de cet enregistrement est légèrement inférieure à 6 secondes. De cet unique enregistrement $V_{ac}(t)$ est tiré 10 fichiers de mesures comportant respectivement à $N_e = 2^9$, 2^{10}, ..., 2^{17} et 2^{18} points

d'échantillonnage, correspondant chacun à une durée

$$\tau_{int} = \frac{N_e}{f_e}. \tag{5.65}$$

Sont alors calculés les spectres $FFT(V_{ac})$ de chaque fichier de mesure. La figure 5.16 présente les FFT correspondant à $N_e = 2^{13}$, 2^{15} et 2^{17}. De chaque spectre est extrait le rapport signal/bruit selon

$$r_{S/B} = \frac{FFT\left(V_{ac}\right)|_{\nu=\nu_{mod}}}{E\left(FFT\left(V_{ac}\right)\right)|_{\nu\neq\nu_{mod}}} \tag{5.66}$$

où $FFT\left(V_{ac}\right)|_{\nu=\nu_{mod}}$ représente la composante spectrale à la fréquence de modulation et $E\left(FFT\left(V_{ac}\right)\right)|_{\nu\neq\nu_{mod}}$ l'espérance du bruit plancher en dehors de la fréquence de modulation. En effet, le calcul de l'espérance revient en échelle logarithmique à calculer la moyenne correspondante.

La figure 5.17 montre l'évolution du rapport signal/bruit en amplitude en fonction de τ_{int}. Cette évolution est ajustée par la fonction

$$fit_{\tau_{int}} = a \times \tau_{int}^{1/2},$$

avec $a = 120\ s^{-1/2}$.

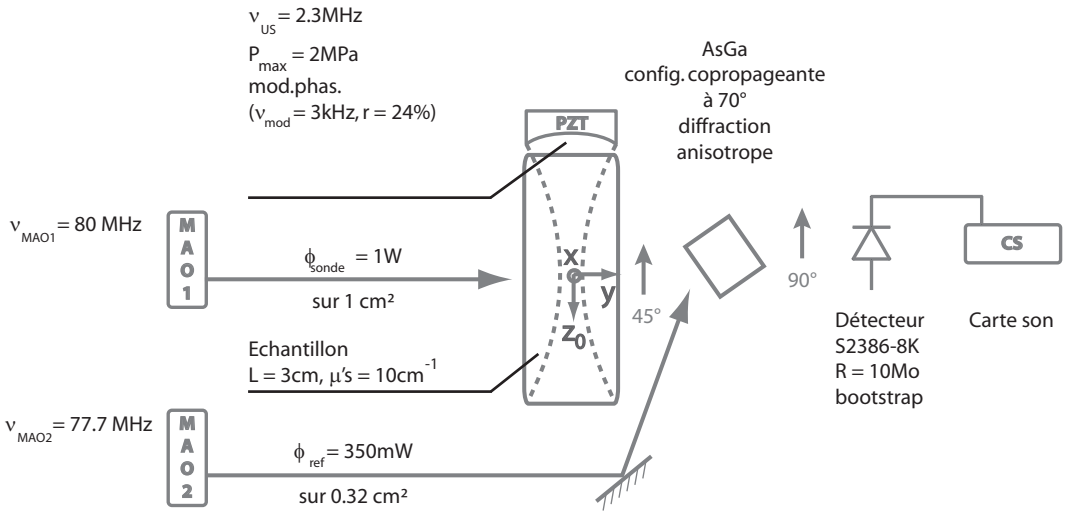


FIGURE 5.15: Les conditions de l'expérimentation de la mesure de l'évolution du rapport signal bruit selon le temps d'acquisition τ_{int}

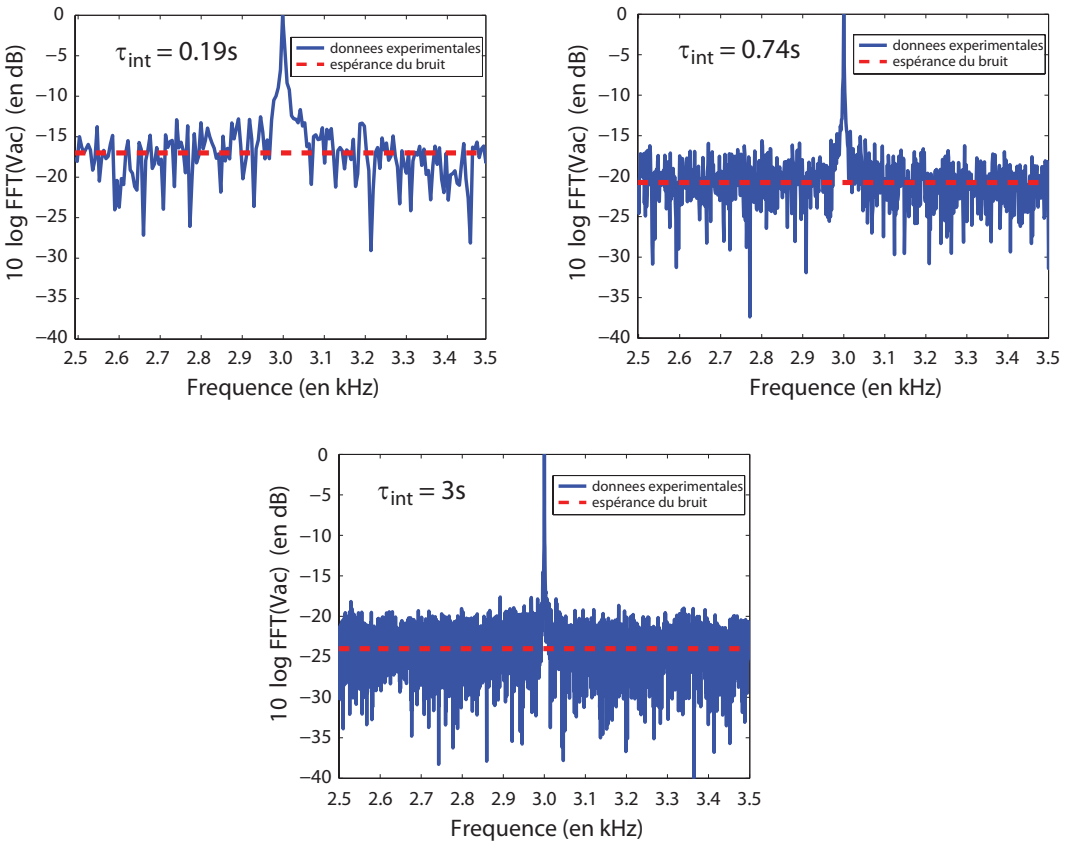


FIGURE 5.16: Les spectres de l'acquisition temporelle du signal acousto-optique pour des temps d'acquisition respectifs $\tau_{int} = 0.19s$, $\tau_{int} = 0.74s$ et $\tau_{int} = 3s$.

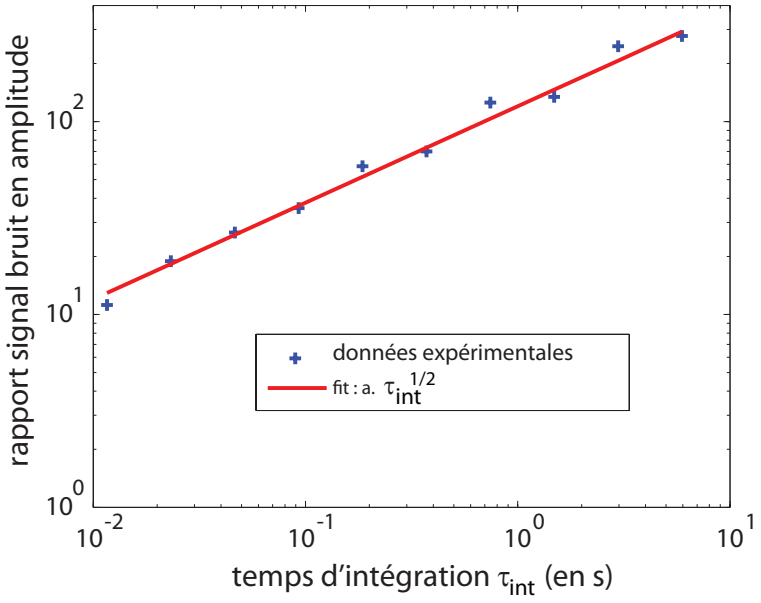


FIGURE 5.17: La dépendance du rapport signal bruit en amplitude du signal acousto-optique au temps d'intégration τ_{int}

Une synthèse sur l'influence du temps d'intégration τ_c

Le rapport signal bruit de l'expérimentation évolue comme la racine carrée du temps d'intégration à la carte son ici employée. Cette évolution est transposable au temps d'intégration de la détection synchrone τ_c. Le rapport signal/bruit évolue donc aussi comme la racine carrée du temps d'intégration du signal. Cette dépendance permet de jouer sur le compromis entre un rapport signal/bruit confortable et un temps d'expérimentation raisonnable. En pratique, j'ai très souvent travaillé à un temps d'intégration $\tau_c = 100ms$.

5.4.2 La dépendance du signal au flux du référent

Intéressons-nous maintenant à la dépendance du signal acousto-optique au flux référent. La détection interférométrique est d'autant plus efficace qu'elle procure un niveau de signal élevé pour un niveau de bruit contenu. Nous nous intéressons donc ici autant à l'efficacité de l'holographie photoréfractive, qu'à l'évolution expérimentale du bruit.

Rappelons que l'efficacité de l'holographie photoréfractive dépend fortement du bras référent. Les paramètres expérimentaux qui importent sont son couplage avec le bras sonde au sein du cristal photoréfractif, et son flux lumineux. Le meilleur couplage est un compromis entre son étendue spatiale et l'activation en volume de l'effet photoréfractif. Un bon compromis est la configuration d'injection orthogonale du référent, avec une étendue spatiale tout juste inférieure à la surface du cristal. Par ailleurs, un flux du référent plus important permet d'activer un volume plus important du cristal, avant saturation globale de l'effet. Nous nous attendons donc à avoir un signal acousto-optique d'autant plus fort que le flux du référent est élevé, avant une saturation.

Concernant le bruit expérimental, nous avons vu que la détection était limitée par le bruit de Schottky. Nous avons également vu que la configuration de diffraction anisotrope avec une injection orthogonale permet de limiter au mieux la diffusion du référent sur le capteur, de manière à ce que le flux lumineux collecté soit toujours dominé par le flux signal. Et ce, même dans le cas du flux nécessaire à l'obtention d'une bande passante compatible avec la décorrélation des milieux biologiques épais. Nous nous attendons donc à ce que le bruit soit en pratique indépendant de la puissance du référent.

Nous avons ainsi privilégié pour l'imagerie une configuration de diffraction anisotrope en injection orthogonale d'un référent spatialement étendu. L'expérimentation qui suit vise à confirmer que la saturation de l'effet apparaît avant le flux minimal compatible avec la décorrélation des milieux biologiques. Elle vise également à vérifier que le bruit expérimental est indépendant du flux du référent. Ainsi, elle vise à montrer que la détection est optimale dans les conditions d'imagerie d'un tissu biologique épais. Cette expérimentation consiste à effectuer des profils axiaux verticaux dans un milieu diffusant épais type, en faisant varier la puissance du référent. De ces profils sont extraits le niveau maximal de signal, les fluctuations du signal, et le niveau de bruit plancher.

L'expérimentation

L'échantillon utilisé est l'échantillon type d'épaisseur $L = 3cm$ et de coefficient de diffusion réduit $\mu'_s = 10cm^{-1}$. L'injection lumineuse sur le bras sonde est un faisceau collimaté de 1W et la résolution axiale fixe utilisée $\Delta z = 5.7mm$. Ces deux derniers paramètres permettent de maintenir un niveau de signal suffisant tout en faisant varier la puissance du référent de 0.1mW à 610mW pour une étendue spatiale de 0.32cm². Tous les paramètres pertinents de la configuration expérimentale sont rappelés et détaillés sur la figure 5.18. La figure 5.19 montre le profil obtenu avec un référent de 170mW, soit un flux $I_{ref} = 530mW/cm^2$. Chaque profil subit un filtrage des fréquences spatiales selon une troncature $k_c = 0.3mm^{-1}$ pour donner un profil de données filtrées, représenté en vert. De ce profil filtré est extrait le maximum du signal. Le profil est ensuite divisé en plusieurs secteurs. Les fluctuations du signal sont calculées par l'écart type entre les données brutes et les données filtrées sur une fenêtre *(f)* de 60 points centrée sur le maximum. Ces fluctuations sont en fait le bruit de notre imagerie. Le niveau de bruit plancher est calculé sur deux fenêtres *(bp1)* et *(bp2)* de 30 points chacune à chaque extrémité du profil. Ce bruit plancher est une donnée qui a son importance parce qu'il contribue à la fenêtre de visibilité de notre imagerie.

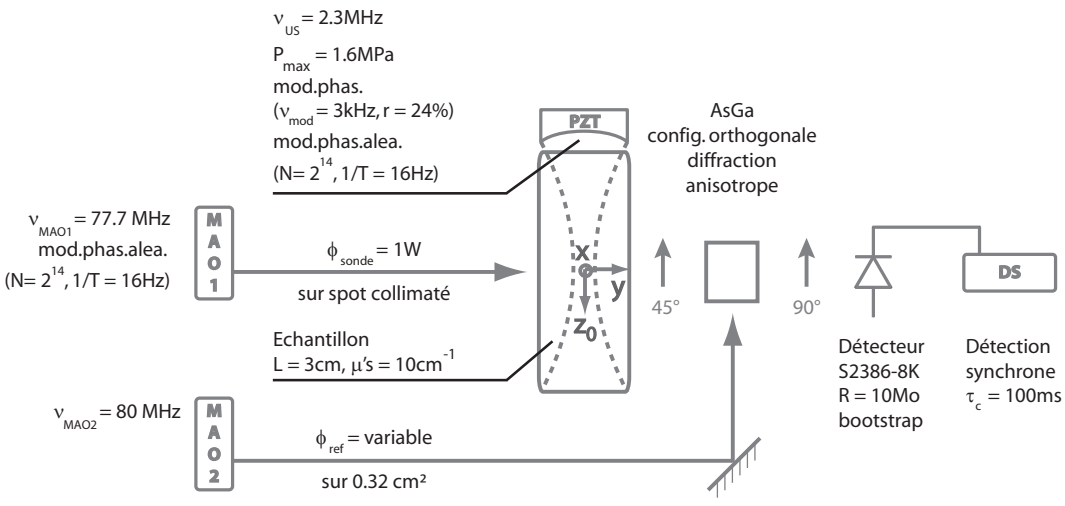


FIGURE 5.18: Les conditions expérimentales de la mesure de la dépendance du signal acousto-optique au flux référent I_{ref}

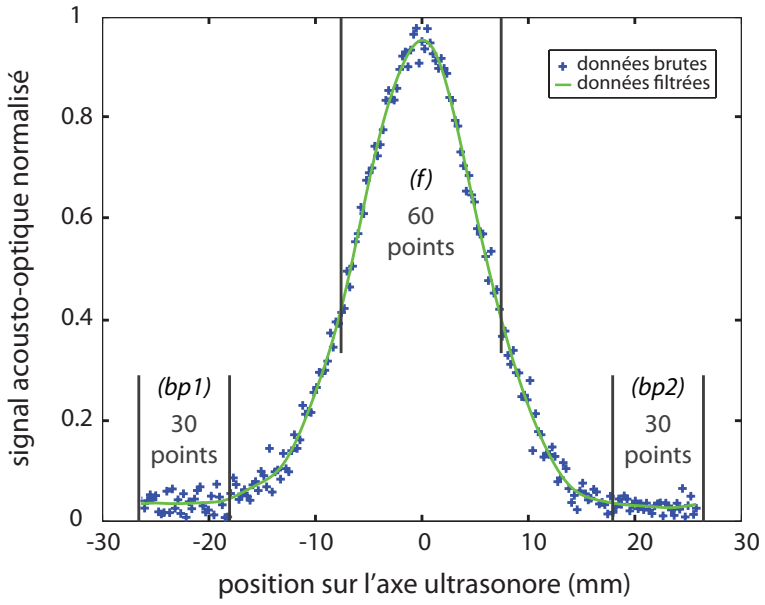


FIGURE 5.19: Profil axial avec un référent $I_{ref} = 530mW/cm^2$

Les résultats expérimentaux

La figure 5.20 présente l'évolution du maximum du signal acousto-optique selon le flux du référent. Nous constatons une augmentation du signal avec le flux avant une saturation. La saturation s'effectue à partir d'un flux typique $I_{ref} \sim 10mW/cm^2$. Notons que cette valeur est à rapporter à la valeur du courant d'obscurité du cristal I_D mesurée au chapitre 3. La figure 5.19 présente donc, par exemple, un profil avec une efficacité saturée.

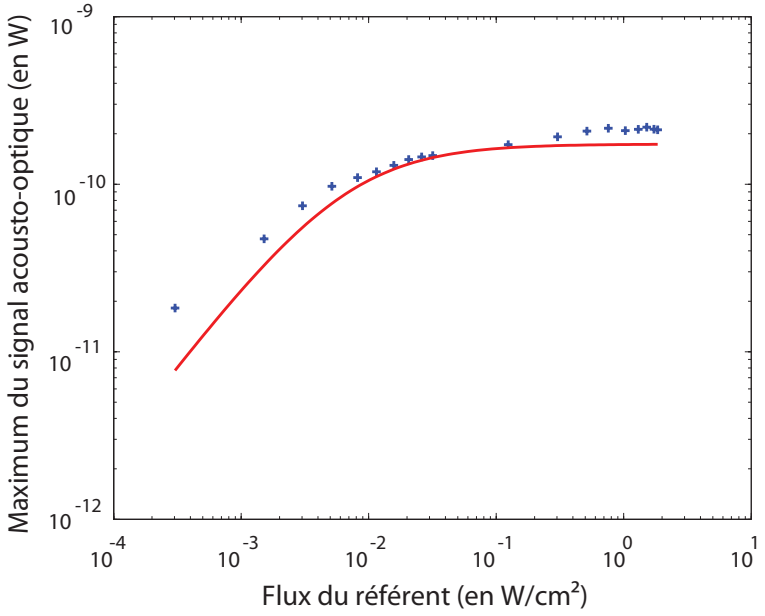


FIGURE 5.20: Le niveau du signal acousto-optique selon le flux du référent I_{ref}

La figure 5.21 présente l'évolution de l'écart type entre les données brutes et les données filtrées sur la zone *(f)* selon le flux du référent. Le flux du référent ne semble pas avoir d'influence sur le niveau de l'écart type, autrement dit sur les fluctuations du signal acousto-optique. Le bruit de l'imagerie semble donc être indépendant du flux du référent, dans la configuration de diffraction anisotrope avec injection orthogonale. Le rapport signal/bruit de l'imagerie rapporté sur la figure 5.22 présente donc également un flux typique de saturation $I_{ref} \sim 10mW/cm^2$.

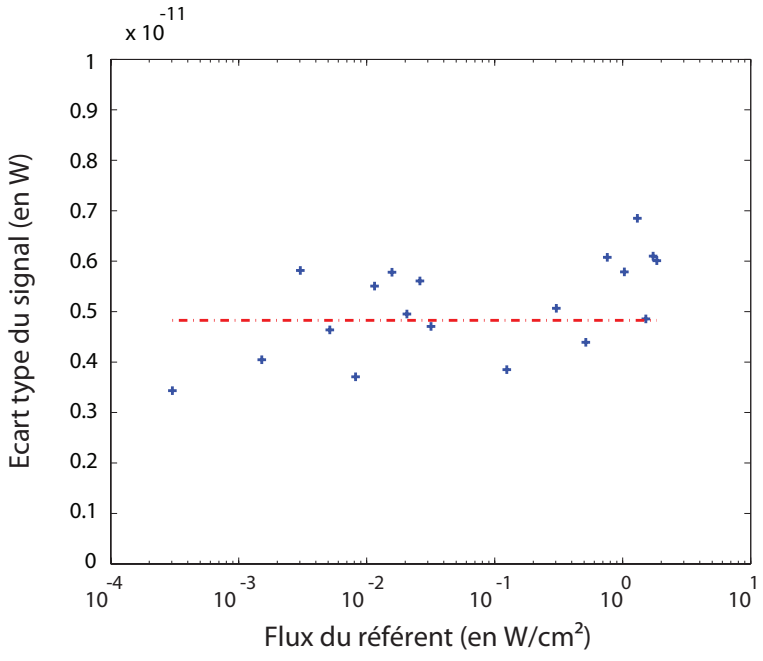


FIGURE 5.21: Les fluctuations du signal acousto-optique selon le flux du référent I_{ref}

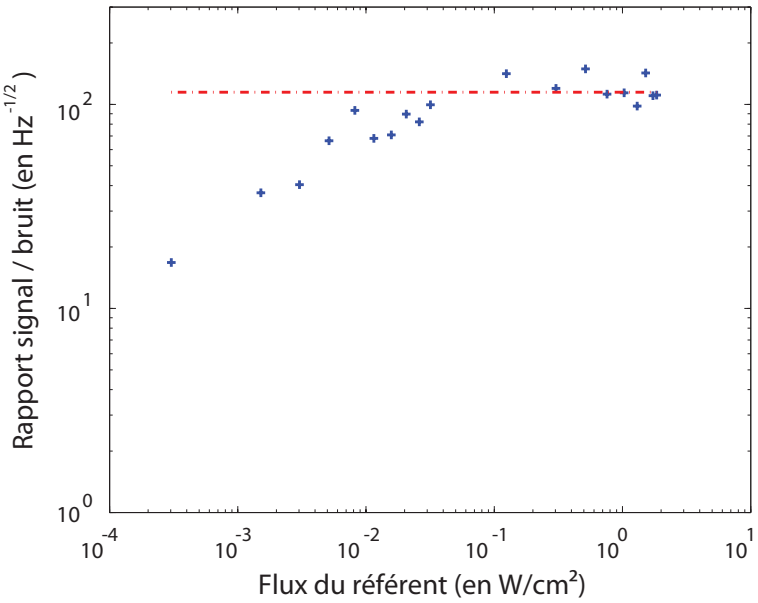


FIGURE 5.22: Le rapport signal/bruit selon le flux du référent I_{ref}

La figure 5.23 présente l'évolution du niveau moyen du bruit plancher selon le flux du référent sur les zones *(bp1) et (bp2)*. Cette mesure détermine la fenêtre de sensibilité de l'imagerie : si ce bruit plancher augmente, une partie du signal sera noyé. Ce niveau ne semble pas dépendre fortement du flux du référent. Notons tout de même la montée pour les forts flux. Cette augmentation reste cependant très contenue.

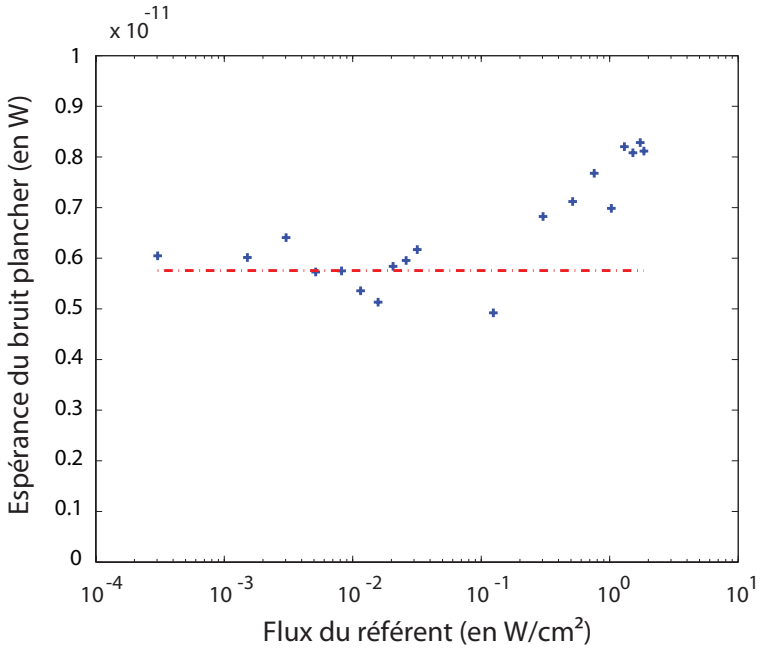


FIGURE 5.23: Le niveau moyen du bruit plancher selon le flux du référent I_{ref}

Une synthèse sur l'influence du flux référent

Comme attendu, le signal acousto-optique sature à partir d'un flux référent proche du courant d'obscurité $I_d \sim 10mW/cm^2$. L'augmentation de ce flux n'a pas d'influence sur l'écart type des mesures, et donc sur le bruit d'imagerie. Ainsi, l'holographie photoréfractive reste optimale pour les flux référent nécessaire à l'obtention d'un temps de vie τ_{PR} comparable à la décorrélation des tissus *in vivo*.

5.4.3 Une synthèse sur le rapport signal-bruit

Cette étude montre que nous avons tout intérêt à maximiser le flux référent I_{ref}. La configuration de diffraction anisotrope en configuration orthogonale permet en effet de limiter fortement la diffusion parasite du flux référent sur le capteur, et donc de limiter son influence sur le bruit de Schottky au niveau de la détection.

Autrement, ce rapport signal bruit évolue bien comme la racine carrée du temps d'intégration τ_c. Cette étude n'a pas pris en compte ici des normes acoustiques biomédicales qui fixent le temps d'intégration maximale. Mais même pour des temps d'intégration conformes, bien plus faibles, cette dépendance du rapport signal bruit reste inchangé. Il existe donc toujours un compromis entre la dynamique du signal attendue et le temps d'expérimentation toléré.

5.5 La mesure du temps de réponse de l'holographie photoréfractive τ_{PR}

Le temps de réponse de l'holographie photoréfractive est un paramètre clef de notre étude parce qu'il conditionne la bande passante temporelle de notre expérimentation. Dans le cadre d'une application biomédicale de cette imagerie de milieux diffusants épais, la décorrélation des tissus biologiques implique en effet une décorrélation typique de $1kHz$ sur une épaisseur de tissus biologiques typique de $4cm$. Par commodité expérimentale, nous avons donc développé une technique de mesure de τ_{PR} « in situ », autrement dit directement sur le dispositif expérimental d'imagerie.

Comme présenté à la section 3.2, ce temps de réponse évolue comme l'inverse du flux moyen du faisceau référent. La présente section expose cette technique de mesure, en se basant sur l'article d'Optics Express de 2007 qui lui est consacré. Un correctif des résultats expérimentaux rapportés dans cet article est apporté. Enfin, la prise en compte de la répartition spatiale non uniforme du référent dans le cristal précisera cette étude.

5.5.1 La description de la technique de mesure « in situ »du temps de réponse de l'holographie photoréfractive τ_{PR}

Pour mesurer le temps de réponse photoréfractif, nous avons développé une technique s'appuyant directement sur le dispositif expérimental de notre expérimentation d'imagerie. Cette technique de mesure a donné lieu à une publication en 2007. Je fais le choix d'exposer cette technique directement par cet article, qui suit.

In situ monitoring of the photorefractive response time in a self-adaptive wavefront holography setup developed for acousto-optic imaging

M. Lesaffre, F. Jean, F. Ramaz, A.C. Boccara

Laboratoire d'Optique, Ecole Supérieure de Physique et de Chimie Industrielles de la Ville de Paris, CNRS UPRA0005, Université Pierre et Marie Curie, 10 rue Vauquelin F-75231 Paris cedex 05

ramaz@optique.espci.fr

M. Gross

Laboratoire Kastler-Brossel, UMR 8552 (ENS, CNRS, UMPC), Ecole Normale Supérieure, 10 rue Lhomond F-75231 Paris cedex 05

P. Delaye, G. Roosen

Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, CNRS, Université Paris-Sud, Campus Polytechnique, RD128, F-91127, Palaiseau cedex

Abstract: The measurement of optical contrasts within thick biological tissues can be performed with the hybrid technique of acousto-optic imaging, but it has been shown that an acquisition rate in the $1-10kHz$ range is required for a good efficiency. This comes from the interferometric nature of the signal, blurred by speckle decorrelation in a time τ_c, due to a decrease of the speckle pattern contrast at the exit of the sample. An holographic setup that associates a fast and large area single photodetector and a photorefractive crystal, can measure in *real-time* the acousto-optic signal: this is the so-called *self-adaptive wavefront holography* technique. Nevertheless, it is essential to size the photorefractive response time (τ_{PR}) of the crystal with τ_c in order to optimize the signal-to-noise ratio of the measurement. This time mainly depends on the overall light intensity within the crystal. We have developed an original *in situ* method to determine τ_{PR} with the combination of acoustic pulses and a frequency de-tuning of the reference beam. We can measure precisely this time but also *monitor* it according to a theoretical model that we have previously described. We are able to adapt the response time of the setup to the decorrelation time of the medium under study.

© 2007 Optical Society of America

OCIS codes: (170.1650) Coherence imaging; (170.3660) Light propagation in tissues; (290.7050) Turbid media; (090.0090) Holography; (090.2880) Holographic interferometry; (170.7050) Turbid media

References and links

1. A.P. Gibson, J.C. Hebden, S.R. Arridge, "Recent advances in diffuse optical imaging," Phys. Med. Biol **50**, 1-43 (2005).

#75639 - $15.00 USD Received 2 October 2006; revised 17 November 2006; accepted 27 November 2006
(C) 2007 OSA 5 February 2007 / Vol. 15, No. 3 / OPTICS EXPRESS 1030

2. L.H. Wang, S.L. Jacques and X. Zhao, "Continuous wave ultrasonic modulation of scattered light to image objcets in turbid media," Opt. Lett. **20**, 629 (1995).
3. W. Leutz and G. Maret, "Ultrasonic modulation of multiply scattered light," Physica B **204**, 14 (1995).
4. L. Wang, "Mechanisms of ultrasonic modulation of multiply scattered coherent light: a analytic model," Phys. Rev. Lett. **87**, 1 (2001).
5. M. Kempe, M. Larionov, D. Zaslavsky, and A. Z. Genack, "Acousto-optic tomography with multiple scattered light," J. Opt. Soc. Am. B **14**, 1151–1158 (1997).
6. A. Lev and B. Sfez, "*In vivo* demonstration of ultrasound-modulated light technique," J. Opt. Soc. Am. A **20**, 2347–2354 (2003).
7. M. Gross, P. Goy, B. C. Forget, M. Atlan, F. Ramaz, A. C. Boccara, and A. K. Dunn, "Heterodyne detection of multiply scattered monochromatic light with a multipixel detector," Opt. Lett. **30**, 1357 (2005).
8. C. Ayata, A.K. Dunn,Y. Gursoy-Ozdemir,Z. Huang,D.A. Boas and M.A. Moskowitz, "Laser Speckle Flowmetry for the Study of Cerebrovascular Physiology in Normal and Ischemic Mouse Cortex," J. Cereb. Blood Flow Metab. **24**, 744-755 (2004).
9. M. Atlan, M. Gross, T. Vitalis, A. Rancillac, B. C. Forget, and A. K. Dunn, "Frequency-domain, wide-field laser doppler in vivo imaging," Opt. Lett. submitted 3/21/2006, accepted for publication (2006).
10. A. Lev, Z. Kotler, and B. Sfez, "Ultrasound tagged light imaging in turbid media in a reflectance geometry," Opt. Lett. **25**, 378 (2000).
11. A. L. an B. G. Sfez, "Direct, noninvasive detection of photon density in turbid media," Opt. Lett. **27**, 473 (2002).
12. M. Gross, P. Goy, and M. Al-Koussa, "Shot-noise detection of ultrasound-tagged photons in ultrasound-modulated optical imaging," Opt. Lett. **28**, 2482-2484 (2003).
13. M. Atlan, B.C. Forget, F. Ramaz, A.C. Boccara, and M. Gross, "Pulsed acousto-optic imaging in dynamic scattering media with heterodyne parallel speckle detection," Opt. Lett. **30**, 1360–1362 (2005).
14. G. Yao and L.V. Wang, "theoretical and experimental studies of ultrasound modulated optical tomography in biological tissues," Appl. Opt. **39**, 659 (2000).
15. S. Lévêque, A. C. Boccara, M. Lebec, and H. Saint-Jalmes, "Ultrasonic tagging of photon paths in scattering media: parallel speckle modulation processing," Opt. Lett. **24**, 181 (1999).
16. F. Ramaz, B. C. Forget, M. Atlan, A. C. Boccara, M. Gross, P. Delaye, and G. Roosen, "Photorefractive detection of tagged photons in ultrasound modulated optical tomography of thick biological tissues," Opt. Express **12**, 5469–5474 (2004).
17. T. W. Murray, L. Sui, G. Maguluri, R. A. Roy, A. Nieva, F. Blonigen, and C. A. DiMarzio, "Detection of ultrasound-modulated photons in diffuse media using the photorefractive effect," Opt. Lett. **29**, 2509 (2004).
18. E. Bossy, L. Sui, T. W. Murray, and R. A. Roy, "Fusion of conventional ultrasound imaging and acousto-optic sensing by use of a standard pulsed-ultrasound scanner," Opt. Lett. **30**, 744 (2005).
19. F. J. Blonigen, A. Nieva, C. DiMarzio, S. Manneville, L. Sui, G. Maguluri, T. W. Murray, and R. A. Roy, "Computations of the acoustically induced phase shifts of optical paths in acoustophotonic imaging with photorefractive-based detection," Appl. Opt. **44**, 3735 (2005).
20. L. Sui, R. A. Roy, C. DiMarzio, and T. W. Murray, "Imaging in diffuse media with pulsed-ultrasound-modulated light and the photorefractive effect," Appl. Opt. **44**, 4041 (2005).
21. M. Gross, F. Ramaz, B. C. Forget, M. Atlan, A. C. Boccara, P. Delaye, and G. Roosen, "Theoretical description of the photorefractive detection of the ultrasound modulated photons in scattering media," Opt. Express **13**, 7097–7112 (2005).
22. S. Bian, J. Frejlich, "Photorefractive response time measurement in GaAs crystals by phase modulation in two wave mixing," Opt. Lett. **19**, 1702-1704 (1994)
23. B. Sugg, K.V. Shcherbin, J. Frejlich, enquoteDetermination of the time constant of fast photorefarctive materials using the phase modulation technique, Appl. Phys. Lett. **66**, 3257-3259 (1995).
24. G. Brost, J. Norman, S. Odoulov, K. Shcherbin, A. Shumelyuk, and V. Tarano, "Gain Spectra of beam coupling in photorefractive semiconductors," J. Opt. Soc. Am. B, **15**, 2083-2091 (1998).
25. P. Delaye, S. de Rossi, G. Roosen, "High amplitude vibrations detection on rough surfaces using a photorefractive velocimeter," Opt. and Las. in Eng. **33** 335-347 (2000).
26. B. Campagne, A. Blouin, L. Pujol, J.P. Monchalin, "Compact and fast response ultrasonic detection device based on two-wave mixing in a gallium arsenide photorefractive crystal," Rev. Sc. Inst. **72** 5, 2478-2482 (2001).
27. P. Delaye, L. A. de Montmorillon, and G. Roosen, "Transmission of time modulated optical signals through an absorbing photorefractive crystal," Opt. Commun. **118**, 154 (1995).
28. P. Yeh, "Introduction to Photorefractive Nonlinear Optics" Wiley eds, ISBN: 0-471-58692-7.

1. Introduction

Optical imaging through many centimeters of biological tissues still remains a challenge, since the media are highly scattering. No conventional images can be performed. Diffuse Optical Tomography (DOT) is a pure optical methods which provides images following a reverse treat-

ment of the local diffusion equation [1]. Since a *flux* is measured, it is not sensitive to *in vivo* motion, compared to interferometric techniques. But this numerical approach can be time consuming according to the enormous quantity of data that are involved, and up to now, accurate resolution approaches $1cm^3$.

Acousto-optic imaging (AOI) is an hybrid technique that uses the perturbation brought by ultrasound (US) inside a medium. This alternative tool provides direct *in-vivo* tomographies of objects (*e.g* tumors) embedded through thick biological tissues (some *cm*) [2–5]. In this approach, the acousto-optic signal gives an optical contrast located at the position of the ultrasound, with a resolution close to ultrasound imaging, *e.g.* $1mm^3$. In many experiments, one performs measurements on the so-called *tagged*-photons, which are the one shifted from the US frequency through their path within the ultrasonic volume. The quantity of these useful photons represents no more than 1% of the total amount of light detected through the sample, which still remains weak.

Since acousto-optic effect is a coherent process, it requires the use of a laser with a large coherence length, but, because of the multiple scattering of photons through the sample, the field detected at the output of the sample has a speckle nature. The signal is thus coherent in time, but not in space. In order to detect selectively the pertinent *tagged*-photons an adequate coherent detection has to be performed.

Another difficulty arises on living tissues. The different motions within tissues, like the blood circulation and/or the brownian motion, reduce the coherence time of the electric field $\mathbf{E}$. Nevertheless, $\mathbf{E}(t)$ and $\mathbf{E}(t')$ remains correlated if $|t-t'| < \tau_c$ (where $\tau_c \sim 0.1ms$ is the field decorrelation time [6, 7]). Since the field $\mathbf{E}$ is detected by a coherent technique, the contrast of the signal thus depends on the measurement time, and goes down for longer time. There is thus no benefit to work with an acquisition time larger than τ_c. Although speckle decorrelation is usually considered as a source of noise in many situations, the variations of its contrast can be used to measure some velocities distributions, as it has been done at low depth penetrations on a rat brain [8, 9].

Many configurations have been explored in order to extract the signal blurred from this speckle pattern, whether using a set of optical fibers coupled to a single photo-detector [6, 10, 11], or an interferometric setup coupled to CCD cameras [12–14]. In the first case, one has to image onto the detector one (or a few) grains of speckle (to avoid to wash out the signal by averaging speckles with different phases). The detection can be very fast, thus not sensitive to decorrelation, but the amount of *flux* is weak, because the detector *etendue* (product of the area by solid angle) is low. In the second approach, the coherent detection is done on a multi pixel detector like a CCD camera [15]. The *etendue* is much larger ($\sim 10^6$ pixels), and it is possible, by using heterodyne holography detection, to perform selective shot noise limited detection of the *tagged*-photons [12]. Nevertheless, the detection is slower. The CCD detection cycling ratio is thus low, because the CCD exposure time (which must be about τ_c to keep a good contrast) is much shorter than the image grabbing time *i.e.* the time to transfer the image data to the computer ($100ms$ for 10^6 pixels and a grabbing frequency of 10^7 Hz).

More recently has appeared a new technique with a high *etendue* and a high velocity response [16, 17]. The setup consists in a Mach-Zehnder interferometer where the recombination plate is a photorefractive (PR) crystal. Its great advantage is to obtain from the reference beam onto the crystal a diffracted component in the *same* direction as the signal beam, and with the *same* speckle characteristics. Since those beams are wavefront-adapted, they interfere coherently and thus the CCD camera can be replaced with a large area single photodetector ($1cm^2$), much more rapid and with a reduced post-treatment, that gives the possibility to observe the signal in *real-time*. To our knowledge, two groups have recently published results on this new techniques [16–21]. Sui et *al.* [20], who uses a BSO single crystal in the green region, has demonstrated

the possibility to measure the variation of the acousto-optic response along the US axis with application of pulsed ultrasound, while Gross et *al.* [21] and Ramaz et *al.* [16] have presented and modelized various configurations in a *cw* regime for the US, presenting results obtained with a single crystal of GaAs at a working wavelength of 1064*nm*.

The PR detection of the *tagged*-photons is expected to be fast and potentially able to yield a good contrast for *in vivo* images. In practical situation, the PR velocity is not limited by the photodetector (photodiode + electronic), but by the PR crystal response time τ_{PR}. To get an optimum detection in terms of *Signal to Noise* ratio (*e.g SNR*), τ_{PR} has to be adjusted to the experimental *in situ* conditions. From a practical point of view, a compromise requires $\tau_{PR} \simeq \tau_c$. This is explained as follows : in our case, the temporal variations encountered (ultrasound, *in vivo* motion) act on the *phase* of the speckle pattern. If τ_{PR} is large ($\tau_{PR} > \tau_c$), speckle decorrelates faster than the build-up of the photorefractive effect (phase hologram), the hologram washes out and the contrast of the signal goes down (phase averaging close to zero).
If τ_{PR} is short ($\tau_{PR} < \tau_c$), the speckle contrast is good because the phase hologram established within the PR crystal "follows" speckle decorrelation. But it also means that detection will have to detect signals over a larger bandwidth : this will bring additional noise, and thus will reduce *SNR*. Another difficulty arises with rapid τ_{PR} that are generally obtained with a high power of the reference beam. Since the *DC* component of the signal is mainly due to the scattering of the reference towards detection, it produces a dominant contribution within the noise spectrum. Finally, the frequency modulation of the ultrasound (*e.g* amplitude or phase) must be larger than $1/\tau_{PR}$. If not, the phase of the diffracted beam and the speckle output pattern are very close-related and thus the temporal contrast of the interference term between the signal and the reference beam is weak. As a conclusion, the performances of the *tagged*-photon PR detection setup are strongly dependent on the photorefractive crystal, thus it is necessary to measure τ_{PR} *in situ*, and compare it with τ_c. The response time τ_{PR} is founded to be 150*ms* for the BSO setup [20], and 5*ms* for GaAs one [21]. This quantity depends on the crystal, but also on the optical configuration of the setup (i.e. power and area of the PR pump beam).

The experimental evaluation of τ_{PR} can be performed through temporal or frequency measurements. In the first case, the build-up of the photorefractive grating is evaluated through time resolved measurements of the variation of the detected signal when one or several beams that create the grating are put onto the crystal. These methods are convenient for crystals with a slow response time. When fast response time has to be determined, the experimental set-up becomes generally more complex with the necessity to use high-speed optical shutters with a high optical contrast or to use pulsed lasers. Despite being very simple in its principle, temporal measurements can be difficult to implement experimentally. This problem is canceled in the frequency domain, where we measure the frequency response of the grating to a perturbation. This method to which belongs the experiments we present here, is the best suited for rapid crystals. Two standards configurations are generally used to implement the experiment. Either we use a phase (or less often an intensity) modulated beam in a two wave mixing set-up [22,23] and we measure the amplitude of the detected signal as a function of the frequency (at one or several harmonics of the modulation), the cut-off frequency being related to the build-up time of the grating. The second alternative consists in using a moving grating [24] obtained by the interference between two beams with slightly different frequencies (or obtained through linearly phase modulating one of the beam). At high speed, the grating is erased and the measurement of the photorefractive gain as a function of this speed (or of the frequency difference) gives access to the response time of the photorefractive crystal. The technique we propose is related to the frequency measurement case. We use our experimental set-up for acousto-optical imaging to obtain a direct access to the response time of the photorefractive crystal in the exact condition of the measurement (grating spacing, pump beam power, nature of the crystal,...),

without the use of an external experimental setup for additional measurements. The frequency de-tuning method that we will depict is not sensitive to the photodetection response, since the measurement is performed at a single frequency. We have made measurements of τ_{PR} as a function of the reference beam intensity for two types of GaAs crystals. The shortest τ_{PR} we have obtained ($0.25ms$) is compatible with the decorrelation time encountered in thick biological tissues ($\tau_c \sim 0.1ms$ [7]).

2. Presentation of the method

The analysis of the speckle pattern at the exit of the scattering medium under an ultrasonic excitation has been described in a previous paper [21]. When necessary, we will refer to the results and notations used in this reference. The application of a *cw* ultrasonic excitation (frequency ω_{US}) modulates the optical path along the volume of the US via the acousto-optic effect, thus the optical phase of light crossing the US volume is modulated at the ultrasonic frequency. This phase modulation effect classically generates sidebands on the laser spectrum (frequency ω_0). These additional frequencies ω_n are written generically as

$$\omega_n = \omega_0 \pm n\omega_{US} \tag{1}$$

The different components are spatially uncorrelated because of their speckle character [21]. Their weight depends mainly on the acoustic pressure delivered by piezo-transducer via a Bessel's function J_n, which is integrated over the path length of light within the ultrasonic volume, as mentioned in Eq. (12) of reference [21]. The field at frequency ω_0 corresponds to the so-called *diffused photons* through the sample, while fields at frequency $\omega_{\pm 1}$ corresponds to the *tagged* photons, which are in minority compared to the diffused photons (typically 1%). The addition of a slow phase or amplitude modulation (frequency ω_{mod}) on the US is quite heavy to develop analytically, but once again, it will generate sidebands. As a consequence, the speckle field contains many harmonics of generic expression:

$$\omega_{n,p} = \omega_0 \pm n\omega_{US} \pm p\omega_{mod} \tag{2}$$

The hologram built within the photorefractive crystal by the interference between the speckle field and the reference beam (plane wave, frequency ω that can be different from the laser frequency ω_0) contains *a priori* many frequencies of the form $(\omega_{n,p} - \omega)$, but only the slow varying components (i.e. $|\omega_{n,p} - \omega|\tau_{PR} < 1$) can contribute to the establishment of this hologram.

In the case of semiconductor crystals, where deep traps are responsible for the photorefractive effect, this time can be smaller than $100\mu s$ for a flux density of some $Watts/cm^2$ [25, 26]. In any case, it cannot follow an ultrasonic modulation ω_{US} at $2MHz$, as it is our case. As a consequence, the frequency difference between the reference beam and the signal beam must be reasonably close to an harmonic of the ultrasonic frequency ω_{US}. When no frequency difference exists, *e.g* for $n = 0$, the hologram corresponds to the speckle associated to the *diffused* photons. The hologram linked to the *tagged*-photons is obtained when the difference is ω_{US}, *e.g* for $n = 1$. Whatever the selected photons, the time evolution $f(t)$ of the interference illumination pattern is smoothed by the convolution of the photorefractive response of the crystal, and thus becomes the response of the hologram. The photorefractive response of the crystal can be in many cases approximated by a single exponential growth [27]:

$$G(z,t) = \gamma z \frac{e^{-t/\tau_{PR}}}{\tau_{PR}} \tag{3}$$

where z represents the main axis propagation inside the crystal while γ stands for the photorefractive gain. The build-up of the photorefractive effect has a characteristic rate (*e.g* $1/\tau_{PR}$)

(C) 2007 OSA

which depends on the intrinsic properties of the crystal, but also on the total *flux* density (W/cm^2) of the beams overlapping within the volume [28]. This means that the crystal plays the role of a low-pass filter in the frequency domain, with a cut-off frequency $\omega_c = 1/\tau_{PR}$. When the *flux* of the reference beam is weak, the response of the crystal is very slow compared to the modulation ω_{mod} : the hologram is mainly static, and thus proportional to the mean value of $f(t)$, e.g $< f(t) >$. This is the reason why under a low frequency phase modulation of the US $(1kHz)$, we initially applied a rectangular shape $[0,\pi]$ with a non zero mean value (a cyclic ratio $x \simeq 0.25$ has been chosen to optimize a lock-in detection) [16]. The situation is slightly different if one deals with *in vivo* imaging, because ω_c and ω_{mod} will have the same magnitude: though filtered, the hologram can now follow this frequency. We will see now how to use this property to measure τ_{PR} *in situ* in the case of $n = 0$.

3. Frequency shift dependence of the acousto-optic response

Let us consider for a sake of clarity a *single path i* within the medium traveled by the n^{th} component of the acousto-optic field (main frequency $\omega_n = \omega_0 + n\omega_{US}$). Since the fields associated to the different pathes are random in phase, the contribution on the surface of the detector of their interference with the diffracted reference will add incoherently. Thus, conclusions drawn on the time evolution of the signal related to a *single path* will remain the same for the entire signal.

Let us consider the field diffused along the path i as a scalar quantity $E_{S,i}(\mathbf{r},t)$ since we will use in the following a linearly polarized beam $\mathbf{E}_R(\mathbf{r},t)$ as reference. The former can be developed into harmonic components n as following :

$$E_{S,i}(\mathbf{r},t) = \sum_n E_{S,i}^{\omega_n}(\mathbf{r},t) \tag{4}$$

If we decompose the travel path length s_i into a static broad distribution $(s_{i0} >> \lambda)$ and a time varying contribution $\delta s_i(t)$, we can write the field component $E_{S,i}^{\omega_n}$ according to Eq. (12) of [21]:

$$E_{S,i}^{\omega_n}(\mathbf{r},\ t) = a_i(\mathbf{r})\ \ e^{-j\theta_i(\mathbf{r})} J_n(\beta_i(t))\ e^{j\omega_0 t}\ e^{jn\omega_{US} t}\ e^{jn(\phi_i(t)+\pi/2)} \tag{5}$$

where $\beta_i(t) = 2\pi/\lambda|\delta s_i(t)|$ and $\phi_i(t) = arg(\delta s_i(t))$ depend on the acoustic pressure in case of an ultrasonic excitation, while $a_i(\mathbf{r})$ characterizes the optical contrast, and $\theta_i(\mathbf{r}) = 2\pi/\lambda s_{i0}(\mathbf{r})$ is random and evenly distributed over $[0..2\pi]$. To detect $E_{S,i}^{\omega_n}$, the frequency of the plane wave reference beam (or PR pump beam) must be close to ω_n. In presence of a frequency shift $\Delta\omega$ the pump beam can be written as:

$$E_R(\mathbf{r},t) = E_0 e^{j(\omega_0 + n\omega_{US})t} e^{j\Delta\omega t} \tag{6}$$

The time varying photorefractive index $\Delta n(\mathbf{r},t)$ (hologram) inside the PR crystal is proportional to the modulation depth of the interference pattern convoluted by the temporal response of the crystal. We have thus:

$$\Delta n(\mathbf{r},t) = \left(\frac{E_{S,i}^{\omega_n}(\mathbf{r},t) E_R^*(\mathbf{r},t)}{E_{S,i}^{\omega_n}(\mathbf{r},t) E_{S,i}^{*\omega_n}(\mathbf{r},t) + E_R(\mathbf{r},t) E_R^*(\mathbf{r},t)} \right) * G(z,t) \tag{7}$$

where "$*$" denotes a convolution product with respect to time t. When the reference is much larger than the signal beam, the previous expression can be simplified into :

$$\Delta n(\mathbf{r},t) \simeq \eta \frac{a_i(\mathbf{r})\ e^{-j\theta_i(\mathbf{r})}}{E_0} \left(J_n(\beta_i(t))\ e^{jn(\phi_i(t)+\pi/2)}\ e^{-j\Delta\omega t} \right) * \left(\frac{e^{-t/\tau_{PR}}}{\tau_{PR}} \right) \tag{8}$$

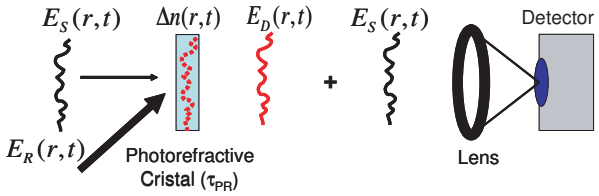


Fig. 1. Spatio-temporal principle for a self-adaptive wavefront holography using a photorefractive crystal with time constant τ_{PR}. As mentionned in section 3, the interference pattern between the signal $E_S(r,t)$ and the reference $E_R(r,t)$ beam is recorded within the crystal via its refractive index $\Delta n(r,t)$: the reference beam diffracts a spatial replica of the signal $E_D(r,t)$, smoothed in time by the finite photorefractive time establishment.

where $\eta = \gamma z$ stands for the diffraction efficiency of the photorefractive effect. As seen above, the photorefractive response of the crystal is characteristic of a low-pass frequency filter: the response of the system to a monochromatic excitation is linear, but it can be damped and phase-shifted if the frequency is close or superior to the *cut-off* frequency of the filter. In the particular case here of Eq. (8), the refractive index exhibits a shift in frequency of $-\Delta\omega$. The pump beam (frequency $\omega_n + \Delta\omega$) diffracted by the PR hologram yields a diffracted beam $E_{D,i}(\mathbf{r},t) = \Delta n(\mathbf{r},t) E_R(\mathbf{r},t)$; its main frequency is consequently the same as the signal beam *e.g* ω_n and thus *independent* of $\Delta\omega$ since we can write :

$$E_{D,i,\Delta\omega}^{\omega_n}(\mathbf{r},t) = \eta a_i(\mathbf{r})\, e^{-j\theta_i(\mathbf{r})} \left[\left(J_n(\beta_i(t))\, e^{jn(\phi_i(t)+\pi/2)}\, e^{-j\Delta\omega t} \right) * \left(\frac{e^{-t/\tau_{PR}}}{\tau_{PR}} \right) \right] e^{j(\omega_0 + n\omega_{US})t} e^{j\Delta\omega t} \tag{9}$$

Though out of the scope the paper, the development of Eq. (9) in the general case shows that $E_{D,i,\Delta\omega}^{\omega_n}$ evolves at ω_n and that its magnitude and phase depend on $\Delta\omega$. This last remark is important and shows that it is possible to measure the acousto-optic signal as a function of $\Delta\omega$ in using for example a detection at a single frequency (*e.g* with a lock-in detection). Moreover, the $\Delta\omega$ spectrum that can be obtained is not sensitive to the finite frequency response of the detection chain.

This last expression also demonstrates the major topic of the technique : the spatial variations (amplitude and phase) of components $E_{D,i,\Delta\omega}^{\omega_n}(\mathbf{r},t)$ and $E_{S,i}^{\omega_n}(\mathbf{r},t)$ are *coherent*. As a generalization, the speckle field at the output of the sample (*e.g* summation over i) builds a wavefront adapted reference that can interfere *coherently* onto a *single detector* [21], thus providing a simple solution to measure *in real time* the acousto-optic signal.

We will consider now that the ultrasonic excitation is periodically modulated at frequency ω_{mod}. This modulation is either a pure phase modulation (PM) or pure amplitude modulation (AM) with a modulation factor $H(t)$. According to Eq. (35) of [21], $\beta_i(t)$ and $\phi_i(t)$ become :

$$\beta_i(t) = H_{AM}(t)\beta_i \tag{10}$$

or

$$\phi_i(t) = \phi_i + H_{PM}(t) \tag{11}$$

To develop in a generic way $E_{S,i}^{\omega_n}(\mathbf{r},t)$, let us introduce the Fourier's expansion of $J_n(\beta_i)\, e^{-jn\phi_i}$ (*i.e.* the expansion of $H_{AM}(t)$ or $H_{PM}(t)$) as follows:

$$e^{-jn\phi_i(t)} J_n\left(\beta_i(t)\right) \equiv \sum_p c_{i,n,p}\; e^{jp\omega_{mod}t} \tag{12}$$

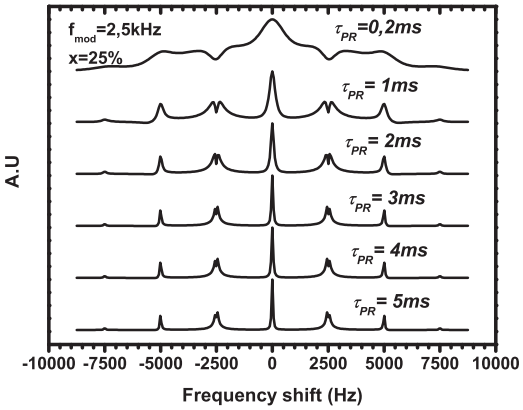


Fig. 2. Simulation of the response $S^{\Delta\omega}_{\omega_{mod}}$ for different τ_{PR}, with a rectangular $[0,\pi]$ phase modulation of the US excitation and a cyclic ratio of 25%

One get then from Eq. (5):

$$E^{\omega_{n,p}}_{S,i}(\mathbf{r},t) = a_i(\mathbf{r})\, e^{-j\theta_i(\mathbf{r})}\, e^{jn(\phi_i+\pi/2)}\, e^{j\omega_0 t}\, e^{jn\omega_{US}t} \sum_p c_{i,n,p}\, e^{jp\omega_{mod}t} \tag{13}$$

where *i*, *n* and *p* are, as mentioned above, the travel pass index, the *US* frequency (ω_{US}) harmonic index and the modulation frequency (ω_{mod}) harmonic index respectively. Taking into account the convolution product within Eq. (8), we can write the diffracted signal (Eq.(9)) as follows:

$$E^{\omega_{n,p}}_{D,i,\Delta\omega}(\mathbf{r},t) = \eta\; a_i(\mathbf{r})\, e^{-j\theta_i(\mathbf{r})}\, e^{jn(\phi_i+\pi/2)}\, e^{j\omega_0 t}\, e^{jn\omega_{US}t} \sum_p \frac{c_{i,n,p}(\mathbf{r})}{1+j(p\omega_{mod}-\Delta\omega)\tau_{PR}}\, e^{jp\omega_{mod}t} \tag{14}$$

This last expression exhibits more specifically how each frequency component of $\Delta n(\mathbf{r},t)$, *e.g* $(p\omega_{mod}-\Delta\omega)$ is smoothed and phase shifted by the low-pass filter associated to the photorefractive effect inside the crystal (see Eq. (3)). The AO signal $S^{\Delta\omega}_{i,n}(t)$ measured by the photodetector results from the interferences between the E_S and E_D fields. We get:

$$S^{\Delta\omega}_{i,n}(t) = \mathbf{Re}\left[2E^{*\omega_n}_{S,i}(\mathbf{r},t)\;\; E^{\omega_n}_{D,i,\Delta\omega}(\mathbf{r},t)\right] = 2\eta a_i^2(\mathbf{r})\;\mathbf{Re}\left[\sum_{k,p} \frac{c^*_{i,n,k}\, c_{i,n,p}\, e^{j(p-k)\omega_{mod}t}}{1+j(p\omega_{mod}-\Delta\omega)\tau_{PR}}\right] \tag{15}$$

where **Re** is the real part operator. This last expression shows a dependency of the signal with τ_{PR} but also with the frequency de-tuning $\Delta\omega$ of the reference. In addition, resonances will occur when the de-tuning matches an harmonic of the modulation, *e.g* $\Delta\omega \equiv p\omega_{mod}$.

As an example, we have considered a pure rectangular phase modulation of the US with a 25% cyclic ratio and a lock-in detection at ω_{mod}, what fixes the coefficient $c_{i,n,k}$. In Eq. (15), the $k-p=\pm 1$ terms are thus only considered. We have calculated the signal for the US harmonic component $n=1$ for different values of τ_{PR} as a function of $\Delta\omega$. The $\Delta\omega$ spectra are shown on Fig. 2. As seen, the shapes of the spectra are quite complicated and the extraction of τ_{PR} from the measurement of $S^{\Delta\omega}_{i,n}(t)$ is *a priori* not straightforward.

4. Lock-in detection of the signal with an amplitude modulated ultrasonic excitation

Let us consider at present a rectangular (AM) ultrasonic excitation the US at frequency ω_{mod} with a cyclic ratio x:

$$H_{AM}(t) = \text{Rect}\left(\frac{t}{xT}\right) * \sum_m \delta(t - mT) \tag{16}$$

where Rect and δ are the rectangle and Dirac functions and $T = 2\pi/\omega_{mod}$ the modulation period. We will consider the field associated to the diffused photons, *e.g* $n = 0$. Eq. (12) becomes:

$$J_0\left(\beta_i H_{AM}(t)\right) \equiv \sum_p c_{i,0,p}\ e^{jp\omega_{mod}t} = 1 + (J_0(\beta_i) - 1) \sum_p x\ \text{sinc}(p\pi x)\ e^{-jp\pi x}\ e^{jp\omega_{mod}t} \tag{17}$$

so we get the expansion coefficients $c_{i,0,p}$ that are needed to calculate $S_{i,0}^{\Delta\omega}(t)$ with Eq. (15):

$$c_{i,0,0} = (1-x) + x\ J_0(\beta_i) \tag{18}$$

$$c_{i,0,p\neq 0} = x\ (J_0(\beta_i) - 1)\ \text{sinc}(p\pi x)\ e^{-jp\pi x} \tag{19}$$

We will consider a lock-in detection operating at ω_{mod} so that $k - p = \pm 1$, and a symmetric rectangular shape modulation $H_{AM}(t)$, *e.g* for $x = 1/2$. The coefficients $c_{i,0,k}$ vanish for $k = \pm 2, \pm 4...$ (because $\text{sinc}(k\pi/2)$ is zero). In Eq. (15), the only terms that contribute to the signal are thus $k = 0, p = \pm 1$ and $p = 0, k = \pm 1$as all other harmonics are even and thus verifies $k - p \geq 2$. The lock-in detection used with a symmetric $[0,1]$ rectangular-shape reference measures the P and Q quadrature components of the signal as follows :

$$P(\Delta\omega) = \int S_{i,0}^{\Delta\omega}(t)\ \cos(\omega_{mod}t - \pi/2)\ dt \tag{20}$$

$$Q(\Delta\omega) = \int S_{i,0}^{\Delta\omega}(t)\ \sin(\omega_{mod}t - \pi/2)\ dt \tag{21}$$

The development of $P(\Delta\omega)$ component exhibits three contributions $P(\Delta\omega) = P_0 + P_+ + P_-$ while $Q(\Delta\omega)$ contains two terms $Q(\Delta\omega) = Q_+ + Q_-$, as defined below :

$$P_0(\Delta\omega) = \frac{2A_{i,0}}{1 + (\Delta\omega\tau_{PR})^2} \tag{22}$$

$$P_\pm(\Delta\omega) = \frac{A_{i,0}}{1 + (\omega_{mod} \mp \Delta\omega)^2\ \tau_{PR}^2} \tag{23}$$

$$Q_\pm(\Delta\omega) = -\frac{A_{i,0}}{1 + (\omega_{mod} \mp \Delta\omega)^2\ \tau_{PR}^2}(\omega_{mod} \mp \Delta\omega)\tau_{PR} \tag{24}$$

where

$$A_{i,0} = \frac{1}{\pi}\eta\ a_i^2(\mathbf{r})\left[1 + \frac{1}{2}(J_0(\beta_i) - 1)\right]\ [J_0(\beta_i) - 1] \tag{25}$$

The lock-in signals can also been expressed by a magnitude R and a phase φ (with $P \equiv R\sin\varphi$ and $Q \equiv R\cos\varphi$) that is written in our case :

$$R(\Delta\omega) = \sqrt{P^2(\Delta\omega) + Q^2(\Delta\omega)} \tag{26}$$

$$tan\varphi(\Delta\omega) = \frac{P(\Delta\omega)}{Q(\Delta\omega)} \tag{27}$$

(C) 2007 OSA

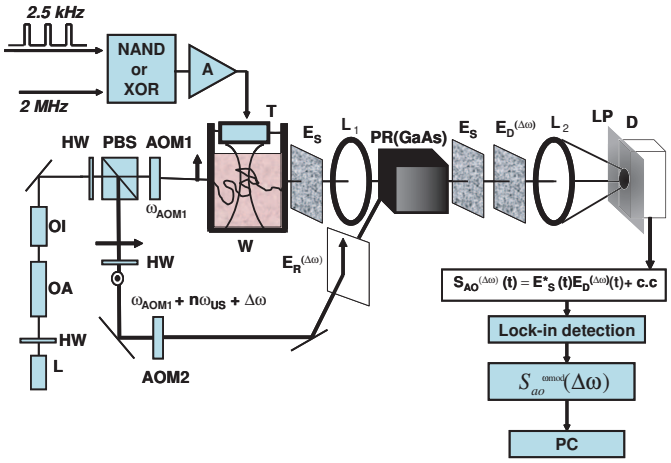


Fig. 3. Experimental setup : (L) 1*W* Nd:YAG laser, (OA) 5*W* Yb-doped optical amplifier, (OI) optical Faraday isolator, (HW) half-wave plate, (AMO1,2) acousto-optic modualtor, (W) water tank, (PBS) polarizing beam-splitter, (T) acoustic-transducer, (PR) photorefractive GaAs crystal, (LP) linear polarizer, (L1,2) wide aperture collection lenses, (D) $\phi = 5mm$ InGaAs photodiode.

If the modulation frequency ω_{mod} is high enough compared with $1/\tau_{PR}$, $R(\Delta\omega)$ exhibits three well separated resonances ($\Delta\omega = 0, \pm\omega_{mod}$) that allow an easy measurement of τ_{PR}. The central line ($\Delta\omega \simeq 0$) is related to $P_0(\Delta\omega)$. It has a lorentzian shape with a $FWHM = 2/\tau_{PR}$. The sidebands ($\Delta\omega \simeq \pm\omega_{mod}$) are related to $\sqrt{P_{\pm}^2(\Delta\omega) + Q_{\pm}^2(\Delta\omega)}$. They are square root lorentzian, with $FWHM = 2\sqrt{3}/\tau_{PR}$.
The slope measurement of $tan\varphi(\Delta\omega)$ near a sideband is also a possible way to determine τ_{PR} since we have according to Eq. (23) and Eq. (24):

$$tan\varphi_{\pm}(\Delta\omega \simeq \pm\omega_{mod}) \simeq \frac{P_{\pm}(\Delta\omega)}{Q_{\pm}(\Delta\omega)} \simeq -(\omega_{mod} \mp \Delta\omega)\tau_{PR} \tag{28}$$

5. Experimental and results

The experimental configuration of the setup has been described in details elsewhere [16, 21] but let us recall the main features. We have built a Mach-Zehnder interferometer, where the recombination plate is a massive GaAs photorefractive crystal. The source (L) is a single mode frequency 1*Watt* Nd:YAG laser working at 1064*nm* (CrystaLaser corp.). Part of this laser $(150mW)$ can be injected into an ytterbium-doped fiber (OA) amplifier (Keopsys corp.) to produce a 5*Watt* source, still working at a single mode frequency. The addition of this element gives the opportunity to enlarge the power on the reference beam in order to reduce τ_{PR}. This will allow an ultrasonic modulation at higher frequency and thus use ultrasound in a pulsed regime.

We have chosen a 10*cm* thick solution of 20% intralipid to produce a scattering medium with no decorrelation. Two types of crystals have been considered, both oriented for a specific energy transfer configuration. Theses crystals come from the same ingot and we have measured an absorption coefficient $\alpha = 1.5cm^{-1}$@1064*nm*. The first type has (110), $(1-10)$ and (001) faces. The signal and the reference beams enter the (110) face (size $1.4 \times 2cm^2$) and propagate along the $< 001 >$ direction (thickness 1.4*cm*). In the second type crystal, the signal

and the reference beams enter onto orthogonal faces, respectively $(11\sqrt{2})$ and $(11-\sqrt{2})$ (size $1.4\times 1.6cm^2$), in order to have a grating vector along the $<001>$ direction. Both signal and reference beam propagate through a thickness of $1.6cm$ within the crystal. In both crystal, the associated effective electro-optic coefficient is $|r_{eff}| = r_{41}$ and from a practical point of view, they exhibit approximately the same energy transfer efficiency (*e.g* $\eta = 25-35\%$). However, for semiconductors crystals, the response time τ_{PR} is known to be shorter for small angles between the beams (*i.e* for a small grating vector $\mathbf{K}_g$) and thus a co-directional configuration should respond faster that an orthogonal one [28]. Nevertheless, with a high enough reference intensity, the second type configuration could still be attractive because the reference inputs on a face orthogonal to the signal propagation, and thus it should produce less scattered light onto the InGaAs photo-detector (D) ($\phi = 5mm$). A linear infrared gelatin polarizer (LP) has been positioned in front of the photo-detector, its axis being aligned along the reference beam polarization, which is vertical in our case. Since light at the output of the sample is completely depolarized by the scattering medium, it will suppress the field of orthogonal polarization (diffused and tagged), that do not participate to the interference signal, and thus enhance the signal-to-noise ratio (*SNR*). The excitation of the acoustic source is at a frequency of $2MHz$, and we add a phase or an amplitude modulation at $\omega_{mod} \simeq 2.5kHz$ in order to have a reasonable separation between the three resonances of $R(\Delta\omega)$. Finally, measurement of the signal is performed with a lockin detection using an *EG&G* 7260 model. We have put on each arm of the interferometer an acousto-optic modulator, that typically shifts the laser frequency of $78MHz$, and we add a low frequency shift $\Delta\omega$ on the reference in order to perform our measurements. When diffused photons are selected, each beam is shifted from $78MHz$, but if tagged-photons are selected, the reference beam is shifted from $80MHz$, while the signal is shifted from $78MHz$.

Figure 4 shows for R(4.a,4.b), φ(4.c,4.d), P(4.e,4.f), Q(4.g,4.h), the acousto-optical response with a lock-in detection at $2.5kHz$ as a function of $\Delta\omega$ taken with the static scattering medium of $10cm$ thick and comparable *flux* (e.g $300mW/cm^2$). As it is shown on the figures, fits can easily be performed on these spectra using the expression of P, Q, R depicted above, meaning that the simplified model of a single exponential growth remains valid here, even though we use a thick, and thus, absorbing sample [27]. The data (P,Q) shown on Fig. 4 represent each an acquisition time close to an hour; this explains the weak deviation between theory and experiment encountered for $R(4.b)$, $P(4.f)$, and $Q(4.h)$, due to a plausible drift of the various experimental parameters (laser source). This long acquisition time has been chosen here to collect a great number of data in order to validate the method and the analytical development. This time can significantly be reduced from a practical point of view, firstly because it is not necessary to performe these measurements for each position of the US. Secondly, a scan close to the resonance peaks, with a reduced time constant of the detection is still possible, since there is no need to measure τ_{PR} with a high accuracy. The fit of φ deviates significantly from theory outside resonances : this comes from the ratio nature of φ, that diverges when quantities become close to zero. We deduce from fit $\tau_{PR} = 0.5ms$ for the co-directional case, while we find $\tau_{PR} = 2.2ms$ in the orthogonal configuration. As expected, the first configuration is faster, but we have not already checked which solution could provide the best *SNR* in order to perform *in vivo* measurements. We have observed in some situations that the resonance shapes could deviate from theory, in the way that peaks can become sharper than expected. Such a point has already been reported by Brost et al [24] and occurs when the intensity profile of the beams (in particular the reference beam) is not uniform : in this case, one has to deal with a local intensity within the crystal, that induces a local τ_{PR}. Experimental shapes can still be fitted in considering τ_{PR} as a distribution within the crystal instead of a single value. But still, when the beam section is close to the input face of the crystal, this deviation is not significative, as shown in Fig. 4. The plots in Fig. 5 show the linear evolution of $1/\tau_{PR}$ as a function of the *flux* density of

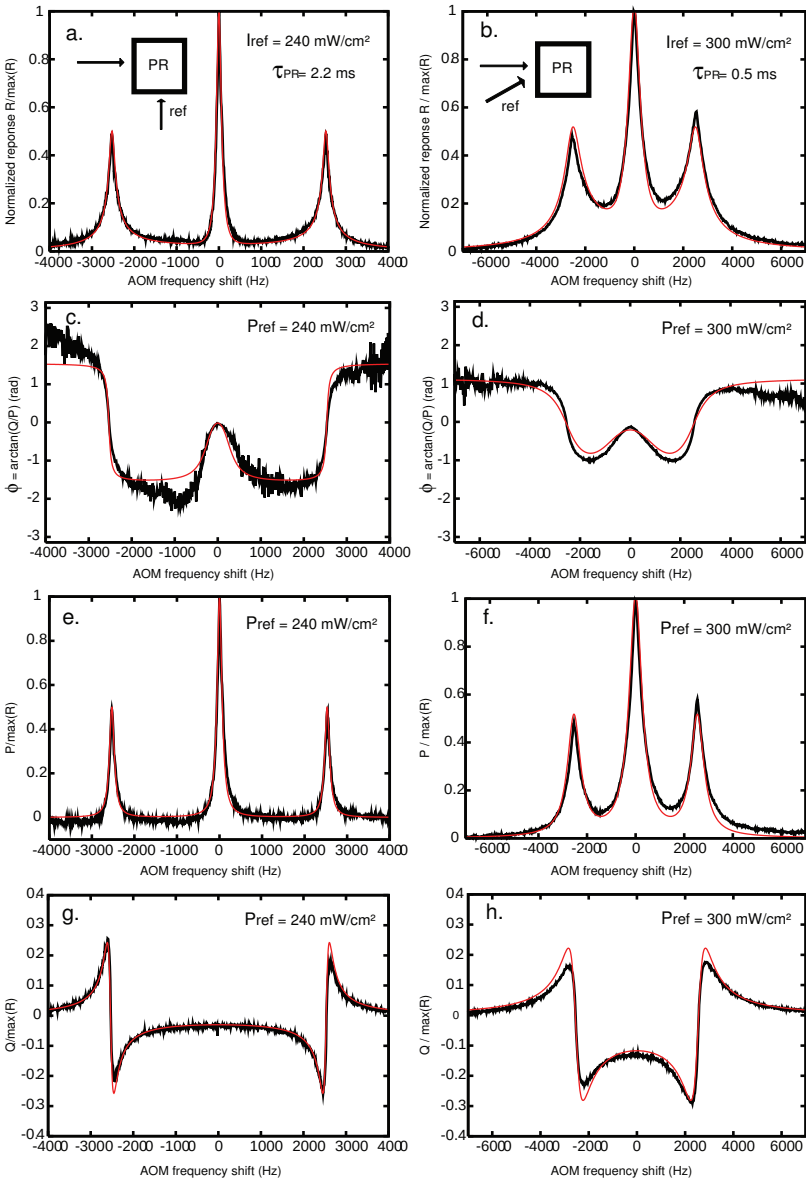


Fig. 4. Example of a lock-in measurement at $2.5kHz$ of the acousto-optic normalized response for a diluted scattering liquid as a function of a frequency shift $\Delta\omega/2\pi$ of the reference beam. The left column represents spectra (a,c,e,g) that have been obtained for an orthogonal pumping configuration with an incident *flux* of $240mW/cm^2$, while the right column (b,d,f,h) corresponds to a co-directional pumping with an incident *flux* of $300mW/cm^2$. From top to bottom, each line corresponds respectively to $R(\Delta\omega)$, $\varphi(\Delta\omega)$, $P(\Delta\omega)$, $Q(\Delta\omega)$ quantities, as defined in section 4. The width of the resonance peaks is connected to $1/\tau_{PR}$. Experimental data are black and theoretical fit prediction with a single parameter τ_{PR} is red (see text for details).

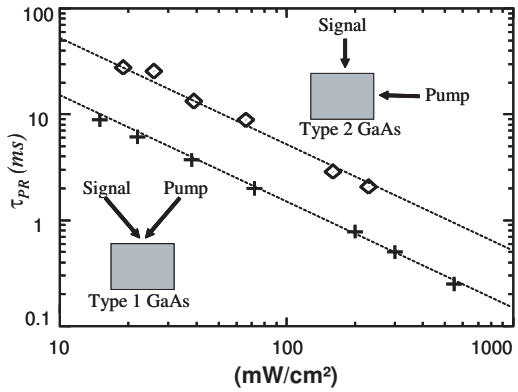


Fig. 5. Plot of the photorefractive response time τ_{PR} as a function of the incident intensity for a co-directional (type I crystal) or an orthogonal pumping configuration (type II crystal).

the reference beam, consistent with the standard Kukhtarev's model for photorefractivity [28]. The smallest value of $\tau_{PR} = 0.25ms$ has been obtained in the co-directional configuration with a pump beam of $560mW/cm^2$. According to Fig. 5, an extrapolation of the orthogonal-pumping measurements to this value should give a τ_{PR} of about 1 ms.

6. Conclusion

The speckle decorrelation time in living tissues affects the contrast when coherent optical measurements are performed. We have built an holographic setup that adapts the reference beam to the speckle output of the sample using a GaAs photorefractive crystal working in an energy transfer configuration with co-directional or orthogonal pumping. We have developed an original method that measures *in situ* the photorefractive response time of the crystal, that depends on the total *flux* density within the crystal volume. It is based on a lock-in detection with a symmetric amplitude excitation of the ultrasound plus a frequency detuning of the reference beam performed with acousto-optic modulators. This method is not sensitive to the frequency response of the detection. We are able at present to have a response time as short as $0.25ms$ with an intensity of the reference of $560mW/cm^2$, which will be compatible with fluctuations encountered during future *in vivo* imaging. A systematic study of the *SNR* as a function of the different parameters of the experiment (*e.g* τ_{PR}, τ_c, ω_{mod}) needs to be performed in order to optimize the quality of future acousto-optic tomographies.

Acknowledgements

This work is currently supported by a grant from the project *Cancéropôle Ile-de-France*.

(C) 2007 OSA

5.5.2 Un correctif sur la mesure de l'évolution du temps de vie photoréfractif τ_{PR} selon la puissance du faisceau référent I_{ref}

Je me suis aperçu en fin de thèse que la mesure du temps de réponse τ_{PR} en fonction de la puissance du référent I_{ref} exposée dans l'article précédent présente une imprécision expérimentale. Bien que les temps de réponse τ_{PR} reportés restent valables, les puissances lumineuses du faisceau référent correspondantes sont erronnées. Cette erreur a été induite par une sous-estimation de l'étendue spatiale du faisceau référent.

Une mesure de cette étendue spatiale m'a donc incité à refaire les mesures correspondantes. Pour ce faire, je me suis placé dans les conditions expérimentales finalement retenues pour notre imagerie, à savoir une détection holographique photoréfractive basée sur une configuration spatiale orthogonale avec diffraction anisotrope.

La figure 5.24 rapporte l'évolution du temps de réponse photoréfractif τ_{PR} en fonction du flux référent I_{ref}. Les mesures expérimentales de τ_{PR} - en bleu - proviennent de la même technique de mesure exposée dans l'article précédent. L'ajustement théorique proposé - en rouge - correspond à la fonction

$$fit_{\tau_{PR}} = \frac{a}{I_{ref}}, \tag{5.67}$$

avec $a = 6.9 \cdot 10^{-3} s \cdot W^{-1} \cdot cm^2$.

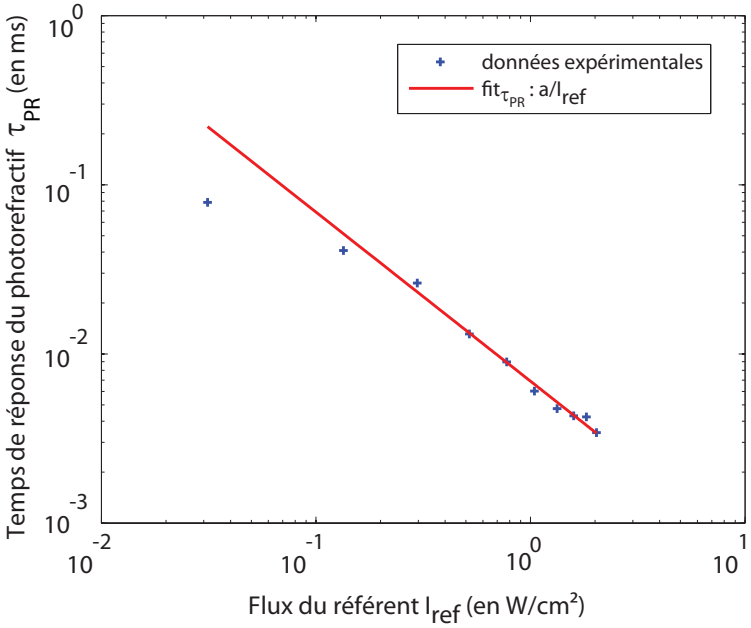


FIGURE 5.24: L'évolution du temps de vie photoréfractif τ_{PR} selon la puissance du faisceau référent I_{ref} en configuration orthogonale avec diffraction anisotrope.

5.5.3 Une étude complémentaire à la mesure « in situ »du temps de vie photoréfractif τ_{PR}

La technique de mesure de la bande passante présentée nous a permis de mesurer le temps de vie photoréfractif τ_{PR} pour différents flux de référent I_{ref}, et de tracer la courbe d'évolution $\tau_{PR} = f(I_{ref})$ correspondante. Dans cette section, nous allons approfondir l'étude de la réponse spectrale de l'holographie.

Nous allons en particulier nous intéresser à l'écart entre les données expérimentales et la courbe théorique. Nous comprendrons que cet écart, bien que faible dans le cas présenté, dépend de la répartition non uniforme du flux du référent I_{ref} dans le cristal photoréfractif. Nous comprendrons ainsi que la réponse spectrale de l'holographie correspond en fait à la superposition des réponses de volumes élémentaires présentant des temps de vie photoréfractif τ_{PR} également non uniformes. De là, nous proposerons un nouveau critère de mesure du temps de réponse globale de l'holographie. Nous verrons enfin qu'il pourra trouver son utilité notamment dans l'imagerie de milieux diffusants décorrélants.

L'écart entre les données expérimentales et la courbe théorique

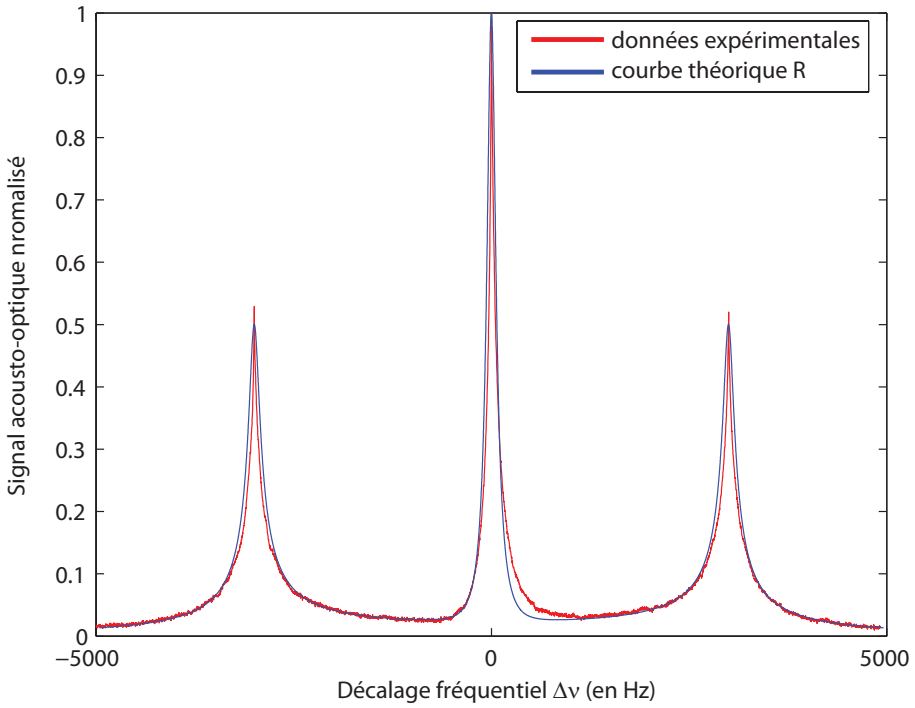


FIGURE 5.25: Courbe de la réponse spectrale photoréfractive.

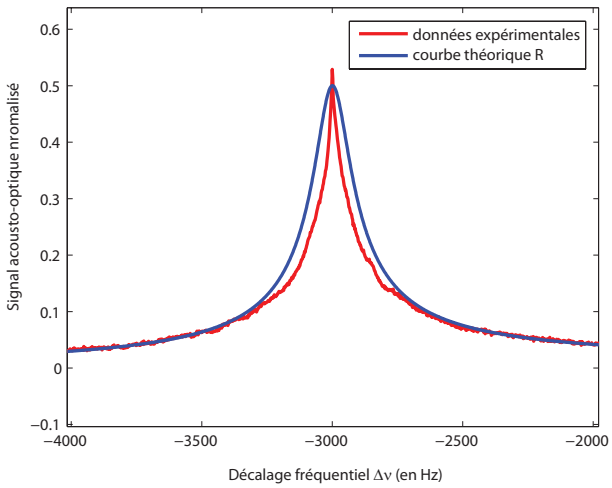


FIGURE 5.26: Agrandissement de la courbe de la Fig.5.25 au niveau du pic latéral centré sur la fréquence de décalage $\Delta\nu = -\nu_{mod} = -3kHz$

La figure 5.25 présente une courbe de la réponse spectrale photoréfractive mesurée expérimentalement, ainsi que l'ajustement théorique correspondant à une répartition uniforme du faisceau référent dans le cristal photoréfractif.

La figure 5.26 présente l'agrandissement de la réponse spectrale photoréfractive présentée sur la figure 5.25 au niveau du pic latéral, centré sur $\Delta\omega = -\omega_{mod}$. Nous y constatons un léger écart entre les données expérimentales et la courbe théorique donnée. La courbe expérimentale semble être plus piquée aux abords de la fréquence de modulation $\nu_{mod} = 3kHz$ de l'expérimentation, tout en semblant s'étaler à sa base. Cet écart reste bien contenu, mais il souligne un écart de comportement vis à vis de la théorie. Nous allons essayer de comprendre l'origine de cet écart.

L'influence de la répartition spatiale non uniforme du référent

Dans le cristal photoréfractif, le bras référent ne présente pas en réalité une répartition spatiale uniforme. Il présente en fait une répartition transverse gaussienne et une décroissance exponentielle selon son axe de propagation du fait de l'absorption du cristal. Nous négligeons ici les pertes provenant de l'effet holographique lui-même, car la puissance du bras signal est très faible devant le référent et que le gain photoréfractif est de l'ordre de l'unité. L'efficacité photoréfractive locale p_{eff} dépend également de cette répartition. Cette dépendance est négligeable lorsque le référent est assez étendu, du fait du courant d'obscurité I_d du cristal, mais elle peut avoir son importance dans le cas d'un référent spatialement plus fin.

Soit (r, z_{ref}) le couple de coordonnées cylindriques dont l'axe principal (Oz_{ref}) est l'axe de propagation du bras référent. Nous pouvons écrire le flux du référent local $I_{ref}(r, z_{ref})$ selon

$$I_{ref}(r, z_{ref}) = I_{max} exp\left(-\frac{2r^2}{\sigma^2}\right) exp(-\alpha z_{ref}), \tag{5.68}$$

où I_{max} est le flux local maximal, α est le coefficient d'absorption du cristal et σ la longueur caractéristique (*beam waist*) de la répartition transverse gaussienne du bras référent.

Nous pouvons alors écrire le temps de vie photoréfractif local $\tau_{PR}(r, z_{ref})$ comme

$$\tau_{PR}\left(r, z_{ref}\right) = \frac{\beta}{I_{ref}\left(r, z_{ref}\right)} = \frac{\beta}{I_{max}} exp\left(\frac{2r^2}{\sigma^2}\right) exp\left(\alpha z_{ref}\right), \tag{5.69}$$

et le facteur local d'efficacité photoréfractif $p_{eff}\left(r, z_{ref}\right)$ comme

$$p_{eff}\left(r, z_{ref}\right) = \frac{1}{1 + \dfrac{I_d}{I_{ref}\left(r, z_{ref}\right)}} = \frac{1}{1 + \dfrac{I_d}{I_{max}} exp\left(\dfrac{2r^2}{\sigma^2}\right) exp\left(\alpha z_{ref}\right)}. \tag{5.70}$$

Le module de la réponse spectrale du cristal photoréfractif dans notre technique expérimentale s'écrit alors

$$R_2\left(\Delta\omega\right) = \sqrt{P_2^2\left(\Delta\omega\right) + Q_2^2\left(\Delta\omega\right)}, \tag{5.71}$$

avec

$$\begin{aligned}
P_2\left(\Delta\omega\right) &= \int_{z_{ref}} \int_{r} 2\pi r\, dr\, dz_{ref}\, p_{eff}\left(r, z_{ref}\right) \left[P_{2,0} + P_{2,+} + P_{2,-}\right] && (5.72)\\
&\quad \times \left(\Delta\omega, r, z_{ref}\right) && (5.73)\\
Q_2\left(\Delta\omega\right) &= \int_{z_{ref}} \int_{r} 2\pi r\, dr\, dz_{ref}\, p_{eff}\left(r, z_{ref}\right) \left[Q_{2,+} + Q_{2,-}\right] && (5.74)\\
&\quad \times \left(\Delta\omega, r, z_{ref}\right) && (5.75)\\
& && (5.76)
\end{aligned}$$

où

$$\begin{aligned}
P_{2,0}\left(\Delta\omega, r, z_{ref}\right) &= \frac{2A_{i,0}}{1 + \left(\Delta\omega \times \tau_{PR}\left(r, z_{ref}\right)\right)^2} && (5.77)\\
P_{2,\pm}\left(\Delta\omega, r, z_{ref}\right) &= \frac{A_{i,0}}{1 + \left(\omega_{mod} \mp \Delta\omega\right)^2 \tau_{PR}^2\left(r, z_{ref}\right)} && (5.78)\\
Q_{2,\pm}\left(\Delta\omega, r, z_{ref}\right) &= \frac{A_{i,0}}{1 + \left(\omega_{mod} \mp \Delta\omega\right)^2 \tau_{PR}^2\left(r, z_{ref}\right)} && (5.79)\\
&\quad \times \left(\omega_{mod} \mp \Delta\omega\right) \tau_{PR}\left(r, z_{ref}\right) && (5.80)
\end{aligned}$$

Nous pouvons calculer numériquement $R_2\left(\Delta\omega\right)$ en discrétisant le volume du cristal photoréfractif selon les volumes élémentaires $\delta v\left(r, z_{ref}\right) = 2\pi r \delta r \delta z_{ref}$. Le volume du cristal est approximé par un cylindre de diamètre $D_c = 1.4cm$ et de longueur $L_c = 1.7cm$. $R_2\left(\Delta\omega\right)$ dépend de cinq paramètres indépendants : I_d, I_{max}, β, σ *et* α. En pratique, nous prenons $I_d = 7mW/cm^2$. Nous prenons

également $\alpha \simeq 1.53cm^{-1}$. Nous mesurons l'étendue spatiale transverse du référent sur l'expérimentation, où nous trouvons $\sigma \simeq 4mm$. De là, nous mesurons l'intensité totale du référent I_{ref} qui nous permet de calculer

$$I_{max} = \frac{2I_{ref}}{\pi\sigma^2}. \tag{5.81}$$

Il ne reste qu'un seul paramètre indéterminé : β. Nous pouvons donc effectuer un calcul numérique avec β comme unique variable ajustable.

La figure 5.27 présente la superposition de la réponse spectrale expérimentale et de $R(\Delta\omega)$ avec $\beta = 0.55\, mW \cdot s \cdot cm^{-2}$ au niveau du pic latéral centré sur ${}^{\Delta\omega}/_{2\pi} = -{}^{\omega_{mod}}/_{2\pi} = -3kHz$. Nous constatons que la nouvelle courbe théorique décrit beaucoup mieux le pincement près de la fréquence de modulation et l'étalement à la base du pic. La non uniformité du référent dans le volume photoréfractif permet donc bien d'expliquer l'écart entre les données expérimentales et la courbe théorique de la figure 5.26, et la prise en compte de celle-ci nous permet maintenant de suivre assez précisément la réponse spectrale expérimentale de l'holographie photoréfractive.

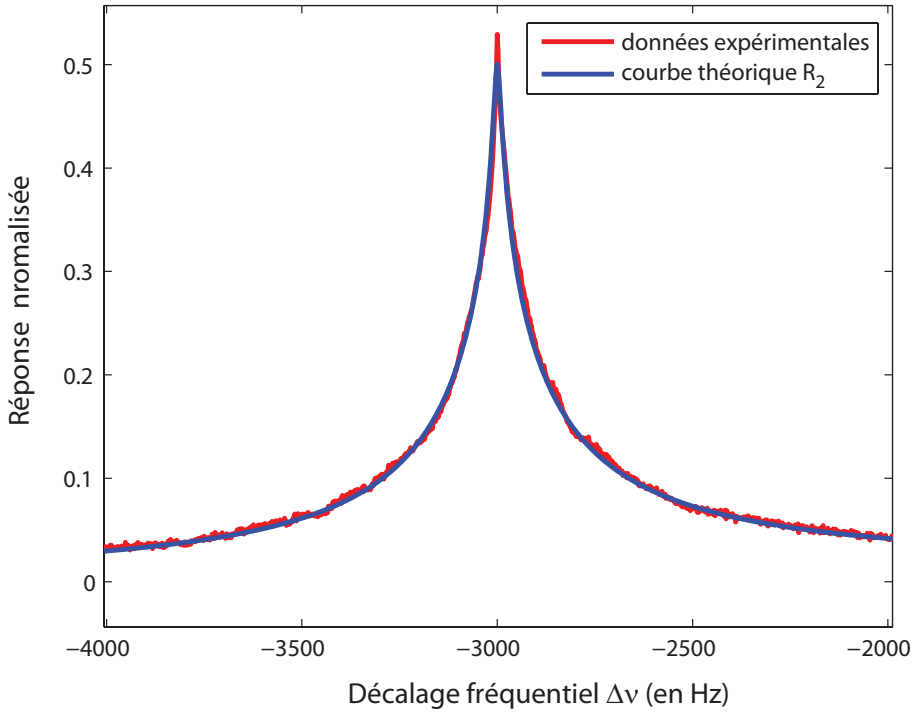


FIGURE 5.27: Agrandissement de la réponse spectrale de l'holographie photoréfractive au niveau du pic latéral centré sur $\Delta\nu = -\nu_{mod} = -3kHz$

Une mesure de τ_{PR}

L'holographie photoréfractive s'établit donc dans un cristal avec une répartition non uniforme du temps de vie τ_{PR} qui provient de la répartition spatiale du référent au sein de ce cristal. La répartition spatiale de $\tau_{PR}(r, z_{ref})$

au sein du cristal est donnée par la formule 5.69, en prenant désormais $\beta = 0.55\, mW \cdot s \cdot cm^{-2}$. Nous pouvons calculer la distribution de τ_{PR} dans le cristal, en la pondérant par les volumes élémentaires $\delta v\,(r, z_{ref})$ et par le facteur d'efficacité photoréfractive $p_{eff}\,(r, z_{ref})$, en calculant son poids relatif $\mathcal{P}\,(\tau_{PR})$ défini par

$$\mathcal{P}\,(\tau_{PR}) = \frac{\int_\tau \int_{z_{ref}} \int_r \delta v\,(r, z_{ref})\, p_{eff}\,(r, z_{ref})\, \delta\,(\tau - \tau_{PR}\,(r, z_{ref}))}{\int_{z_{ref}} \int_r \delta v\,(r, z_{ref})\, p_{eff}\,(r, z_{ref})} \tag{5.82}$$

La figure 5.28 présente la distribution correspondant à la réponse spectrale expérimentale étudiée dans cette section. Notons qu'avec la discrétisation cylindrique du volume du cristal, l'axe des abscisses τ_{PR} n'est pas linéairement réparti. La distribution présente un maximum pour $\tau_{PR} = 1ms$. Nous pouvons calculer le τ_{PR} en calculant le premier moment de cette distribution, à savoir

$$t_1 = \int P\,(\tau_{PR})\, \tau_{PR} d\tau_{PR} \tag{5.83}$$

Ce barycentre vaut dans cette expérimentation $t_1 = 5.5ms$, et est figuré par une marque rouge sur la figure 5.28. Le calcul de ce premier moment peut être une autre mesure du temps de réponse de l'holographie photoréfractive. La figure 5.29 montre l'évolution de t_1 fonction de la puissance totale du référent I_{ref}. Nous trouvons une dépendance linéaire selon l'ajustement théorique

$$t_1 = \frac{a}{I_{ref}}, \tag{5.84}$$

avec $a = 1.1 \cdot 10^{-2} s \cdot W^{-1} \cdot cm^2$. Cet ajustement est proche de la fonction $\tau_{PR} = {}^{6.9 \cdot 10^{-3}}/_{I_{ref}}$ trouvée précédément. Cette proximité de valeurs s'explique notamment par le *beam waist* $\sigma = 4mm$ du faisceau qui référent, qui est donc relativement uniforme sur la section du cristal.

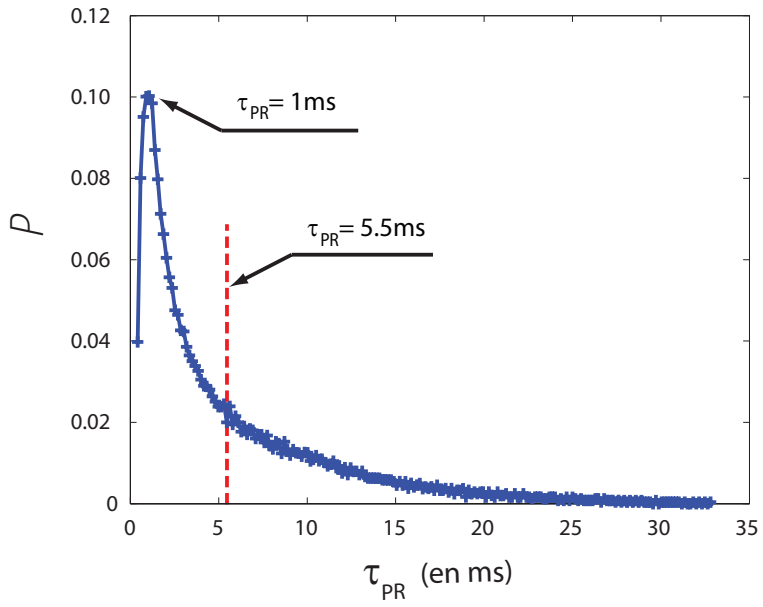


FIGURE 5.28: La dispersion du temps de vie photoréfractif τ_{PR} au sein du cristal photoréfractif

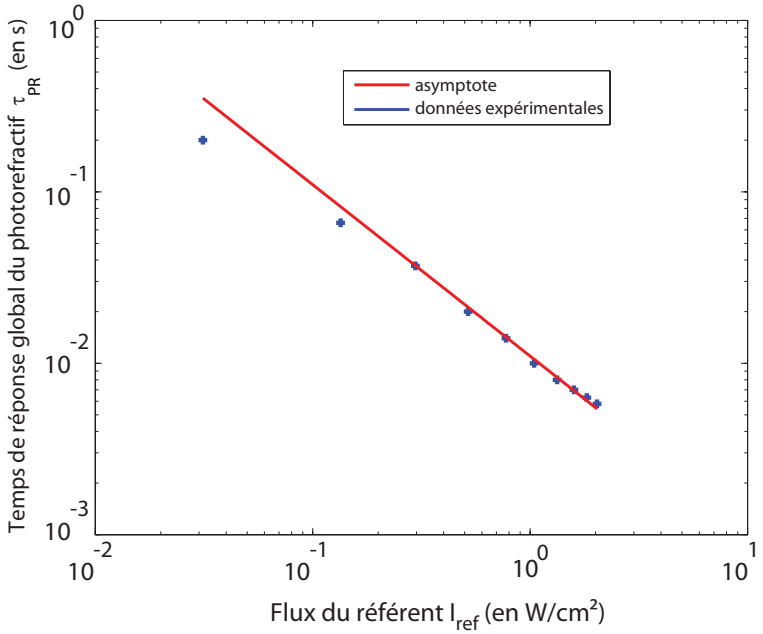


FIGURE 5.29: La dépendance du premier moment de la distribution de t_1 en fonction du flux du référent I_{ref}

L'utilité de la modélisation de la répartition spatiale de I_{ref} dans le cristal

La modélisation de la répartition spatiale du flux référent local $I_{ref}\,(r, z_{ref})$ nous a déjà permis d'obtenir le diagramme de dispersion du temps de vie pho-

toréfractif τ_{PR}. Cette dispersion a amené un nouveau critère de mesure du temps de réponse global de l'holographie par le calcul de son premier moment t_1. La connaissance de la répartition spatiale de τ_{PR} permet en plus d'obtenir deux informations importantes : le pourcentage d'activation de l'effet photoréfractif dans le volume du cristal, et l'effet de la décorrélation temporelle sur l'efficacité de l'holographie.

Le calcul de l'activation relative du cristal Le facteur d'efficacité local de l'effet photoréfractif local $p_{eff}(r, z_{ref})$ permet de déterminer l'activation globale $\mathcal{A}(\omega)$ de l'effet photoréfractif selon

$$\mathcal{A}(\omega) = \frac{\int\int p_{eff}(r, z_{ref})\, \delta v(r, z_{ref})}{\int\int \delta v(r, z_{ref})} \tag{5.85}$$

Une activation totale se traduit par $\mathcal{A} = 1$, et une activation nulle par $\mathcal{A} = 0$. Le cas de l'activation partielle correspond quant à lui à $0 < \mathcal{A} < 1$.

Prenons le cas du *beam waist* $\sigma = 4mm$ correspondant à la réponse spectrale de la figure 5.27. L'activation globale du cristal photoréfractif vaut

$$\mathcal{A}(\sigma = 4mm) = 0.94. \tag{5.86}$$

Considérons maintenant un faisceau référent moins élargi, avec un *beam waist* $\sigma = 1mm$. La simulation de la réponse spectrale correspondant à une telle injection est présentée sur la figure 5.30. Pour le calcul numérique, les paramètres sont les mêmes que précédemment, excepté le nouveau *beam waist* et la fréquence de modulation qui a été portée à $\nu_{mod} = 20kHz$ pour éviter l'étalement du pic central sur les pics latéraux. Nous remarquons la même tendance que précédemment, mais de manière plus marquée ; à savoir un pic très prononcé aux abords de la fréquence de modulation $-\nu_{mod}$ et un étalement du pic à sa base. Le phénomène est ici plus marqué du fait de la nouvelle répartition spatiale de l'énergie du référent : au centre du faisceau, l'énergie est plus concentrée, et les temps de vie photoréfractifs τ_{PR} plus faibles ont tendance à élargir fortement la base de la réponse spectrale ; au contraire, à la périphérie du faisceau, l'énergie est bien plus faible, et les temps de vie photoréfractifs τ_{PR} correspondants bien plus élevés, ont tendance à affiner fortement la réponse spectrale. Le calcul de l'activation globale de l'effet photoréfractif dans le cristal donne

$$A(\sigma = 1mm) = 0.15. \tag{5.87}$$

Nous avons donc tout intérêt à élargir au maximum le faisceau référent, pour activer le plus grand volume de cristal possible. En pratique, il faut toujours veiller à minimiser au possible la diffusion parasite du référent vue par la photodiode du détecteur, dont une grande partie provient de la diffusion des coins et des arêtes du cristal. Le meilleur compromis que j'ai trouvé est le *beam waist* $\sigma = 4mm$.

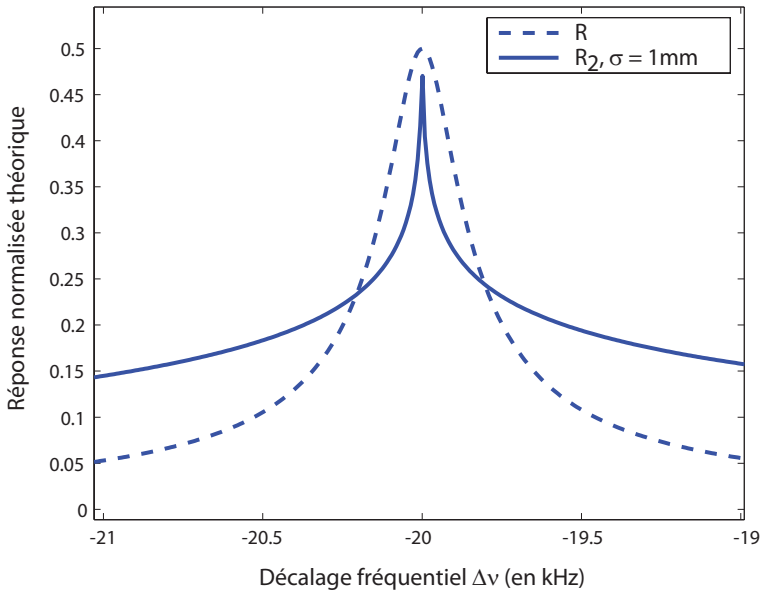


FIGURE 5.30: Un agrandissement au niveau du pic latéral centré sur $\Delta\nu = -\nu_{mod} = -20kHz$ des réponses spectrales théoriques du cristal photoréfractif respectivement avec la répartition spatiale du référent R_2 avec un *beam waist* $\sigma = 1mm$ (en pointillés), et sans la répartition du référent R (en trait continu).

L'effet de la décorrélation sur l'efficacité de l'holographie L'activation en volume du cristal est une donnée importante pour l'efficacité de l'holographie photoréfractive, et nous venons de voir qu'un faisceau référent étendu permet un bon niveau d'activation. Le *beam waist* $\sigma = 4mm$ est un bon compromis dans le cas des milieux non décorrélants, où la réponse spectrale de l'holographie n'est pas en fin de compte une donnée déterminante. Les choses sont par contre différentes lorsque la décorrélation intervient. Dans le cas où le temps de décorrélation devient supérieure au temps de réponse global du cristal τ_{PR}, il peut être préférable de privilégier des zones présentant des temps de réponse local $\tau_{PR}(r, z_{ref})$ plus faibles, ce qui revient - à énergie de référent constante - à prendre un faisceau moins étendu. Pour déterminer le meilleur *beam waist* correspondant, il faut alors avoir accès à la réponse spectrale réelle. L'efficacité de l'holographie $\mathcal{E}$ est alors accessible par le produit entre sa réponse spectrale $R(\Delta\omega)$ et le spectre de décorrélation du signal $\mathcal{S}(\Delta\omega)$ selon

$$\mathcal{E} = \int_{-\infty}^{+\infty} R(\Delta\omega) \times \mathcal{S}(\Delta\omega) \cdot \delta\Delta\omega \tag{5.88}$$

La première mesure de τ_{PR}, en considérant un référent spatialement uniforme, ne donne qu'un temps de réponse global moyen et ne nous donne donc pas l'information spectrale nécessaire. La réponse spectrale expérimentale nous donne bien entendu toute l'information nécessaire pour un σ donné, mais trouver le meilleur *beam waist* suppose de faire toute une série d'expérimentation. La modélisation de la répartition spatiale du flux référent dans le cristal

$I_{ref}(r, z_{ref})$ permet de calculer directement l'efficacité de l'holographie $\mathcal{E}$ en fonction de σ selon

$$\mathcal{E}(\sigma) = \int_{-\infty}^{+\infty} R(\Delta\omega, \sigma) \times \mathcal{S}(\Delta\omega) \cdot \delta\Delta\omega \tag{5.89}$$

et d'obtenir le *beam waist* σ optimal.

5.5.4 Une synthèse sur la mesure du temps de réponse de l'holographie photoréfractive τ_{PR}

Nous avons développé une méthode de mesure du temps de réponse photoréfractif dans le domaine fréquentiel, « in situ »au dispositif expérimental d'imagerie. Cette mesure nous donne accès directement au temps de vie photoréfractif moyen dans le cristal par un mesure de largeur à mi-hauteur de la réponse spectrale de l'holographie.

Une légère différence de comportement entre les données expérimentales et la réponse spectrale théorique nous a amené à compléter cette étude. La prise en compte du caractère non uniforme du flux référent dans le cristal photoréfractif, à savoir son étendue transverse gaussienne et son absorption axiale exponentielle, a permis mieux de décrire et de mieux comprendre cet effet. Cette nouvelle approche nous a donné accès à la distribution du temps de vie photoréfractif τ_{PR} dans le cristal. Une nouvelle mesure a alors été proposée du temps de vie global comme le premier moment t_1 de cette distribution.

Les mesures de τ_{PR} correspondant à ces deux approches demeurent ici très proches. Ces mesures ont cependant été effectuées avec un faisceau référent élargi. Même si ce point reste à détailler et à approfondir, la connaissance de cette distribution pourrait permettre d'optimiser l'étendue du faisceau référent dans le cadre de l'imagerie de milieux décorrélants.

5.6 Une synthèse

Ce chapitre a été consacré à la caractérisation et à l'optimisation de notre montage d'imagerie acousto-optique par holographie photoréfractive, résolue axialement ou non.

Dans un premier temps, nous sommes intéressés à la résolution transverse de l'imagerie, qui est donnée par l'étendue transverse du faisceau acoustique, ici considérée au foyer. Cette résolution vaut 1.2mm et est donc bien millimétrique. Nous nous sommes ensuite attachés à la bande passante de l'émission ultrasonore délivré par le PZT utilisé. Cette bande a son importance parce qu'elle fixe la limite de la résolution axiale de la TAOC. Nous avons trouvé une résolution légèrement inférieure au millimètre, donc également millimétrique. Nous nous sommes ensuite penchés sur les pressions acoustiques maximales au foyer et nous avons déterminé le domaine de linéarité de fonctionnement du PZT. Nous avons trouvé une pression maximale proche de 2MPa.

Nous avons ensuite comparé cette valeur aux normes acoustiques biomédicales. Ces normes s'articulent autour de quatre critères. Les principaux sont l'intensité moyenne maximale acoustique et l'intensité crête maximale acoustique. Pour le premier critère, la pression maximale permise par notre PZT est tout à fait conforme. Le deuxième apporte par contre des limitations beaucoup plus sévères pour notre expérimentation. L'utilisation du régime acoustique continu n'est pas utilisable en imagerie biomédicale. Le régime impulsionnel est par contre beaucoup plus adapté à cette utilisation, s'il on prend soin d'utiliser un rapport cyclique de quelques pour cents. Notons qu'à ce titre, le projet d'imagerie en régime quasi-continu - avec des impulsions acoustiques et optiques de l'ordre de la milliseconde - présente tout son intérêt. A la suite de cela, nous sommes intéressés aux normes optiques biomédicales. Ces normes sont moins contraignantes pour notre expérimentation, mais elles diffèrent suivant les temps d'exposition et les longueurs d'onde utilisés. Pour le régime utilisé pour les résultats d'imagerie de cet ouvrage, à savoir un régime optique continu à la longueur d'onde $\lambda = 1064nm$, les normes imposent une injection inférieure à $1W/cm^2$. Nous avons, en conséquence, pris le soin d'effectuer nos images expérimentales à ce niveau, ou en dessous.

Nous nous sommes ensuite intéressés à la détection opto-électronique. Nous avons vu que malgré la simplicité apparente des circuits classiques de détection, l'étude des bruits associés est nécessaire pour optimiser la détection pour notre utilisation. J'ai finalement opté pour un montage de type *bootstrap* qui s'avère facile à mettre en oeuvre. Cette détection peut encore être améliorée en utilisant une photodiode de plus grande surface de type PIN, qui nous permettrait de collecter un flux supérieur d'un ordre de grandeur.

J'ai ensuite étudié l'évolution du rapport signal bruit de l'expérimentation, selon la constante d'intégration à la détection synchrone et selon la puissance du flux référent. Ce rapport signal bruit évolue bien comme la racine carrée du temps d'intégration. Quant au flux du référent, il sature le rapport signal bruit bien avant les flux nécessaires à l'obtention d'un temps de réponse compatible avec la décorrélation des tissus biologiques épais.

En dernier lieu, nous nous sommes intéressés au temps de réponse de notre expérimentation. Nous avons pour cela développé une technique de mesure « in situ »du temps de réponse photoréfractif τ_{PR}. Remarquant un écart de comportement entre les données expérimentales et la courbe théorique, j'ai affiné le modèle en considérant la répartition non uniforme du flux référent dans le volume photoréfractif. La prise en compte de cette non-uniformité a permis de mieux décrire les réponses expérimentales, tout en nous donnant accès à la distribution du temps de réponse local photoréfractif. Même si cette étude requiert encore quelques précisions, cette nouvelle donnée peut nous permettre d'estimer l'étendue spatiale du faisceau référent la plus adaptée à notre expérimentation. Dans le cas de milieux diffusants non décorrélants, un *beam waist* de 4mm permet en pratique d'optimiser le recouvrement du volume photoréfractif tout en limitant la diffusion parasite du référent. Dans le cas d'un milieu décorrélant, un faisceau plus fin pourrait donner un meilleur

recouvrement spectral.

En un bref résumé, les études de ce chapitre nous ont permis de mieux caractériser les résolutions de notre imagerie, de confronter notre imagerie aux normes biomédicales, d'optimiser la détection électronique, de vérifier l'évolution du rapport signal bruit.

Chapitre 6

Les perspectives

6.1 Le développement de la TAOC par holographie photoréfractive à $\lambda = 800nm$

La principale limitation de notre expérimentation est sa longueur d'onde de travail $\lambda = 1064nm$. Cette longueur d'onde se trouve en effet en marge de la fenêtre thérapeutique optique et l'absorption optique des tissus biologiques y est relativement forte. Le développement de notre technique autour de $\lambda \simeq 800nm$ permettrait de travailler avec un niveau de flux optique transmis de l'échantillon bien plus important. Pour un échantillon diffusant présentant un coefficient de diffusion $\mu'_s = 10cm^{-1}$, nous avions trouvé à la sous-section 1.2.2 un gain en flux de $2 \cdot 10^2$ pour une épaisseur $L = 3cm$ et $2 \cdot 10^3$ pour $L = 5cm$.

Rappelons que le gain en rapport signal/bruit évolue comme la racine carrée du flux transmis collecté. De plus, une photodétection de grande surface limitée par le bruit de Schottky est bien plus trivial à concevoir à ce niveau de flux.

Ce changement de longueur d'onde suppose un cristal photoréfractif opérant sur cette plage spectrale. Nous disposons de cristaux de BSO, BGO(Cu) et ZnTe(V,Mn) présentant des dimensions compatibles avec notre application. La caractérisation de ces cristaux est l'objet du travail actuel de Salma Farahi, doctorante en seconde année à la soutenance de cette thèse. D'après ses premières mesures à $\lambda = 815nm$, le cristal de ZnTe est très prometteur. Il présente en effet à la fois un gain photoréfractif $\gamma_{sat} = 0.3cm^{-1}$ et un temps de réponse τ_{PR}tout à fait semblables à ceux de l'AsGa que nous utilisons.

6.2 La comparaison à une expérimentation référente

Il est important d'obtenir des points de comparaison de notre expérimentation à des expérimentations existantes. Pour cela, nous pensons la comparer à la technique d'imagerie acousto-optique par holographie numérique hétérodyne hors-axe développée au laboratoire. Cette comparaison nous permettra de positionner clairement notre approche vis à vis des techniques existantes.

6.3 Le développemnt de la TAOC régime d'émission quasi-continu

Dans l'optique d'une application biomédicale, notre expérimentation présente une limitation majeure : sa non-conformité aux normes acoustiques biomédicales, comme explicité à la section 5.2. Bien que la puissance acoustique instantanée soit conforme, La puissance acoustique moyenne au foyer acoustique est pour le moment trop élevée du fait du régime d'émission acoustique continu. Afin de rendre notre expérimentation conforme, nous pouvons utiliser des impulsions acoustiques, de l'ordre de la milliseconde.

Le projet de TAOC en régime d'émission quasi-continue consiste à coupler la technique de TAOC à des impulsions acoustiques et des impulsions optiques, toutes deux de l'ordre de la milliseconde. Nous venons d'acquérir pour cela un laser Alexandrite de chez *Light Age* accordable sur la plage spectrale $750 - 800\,nm$ émettant des impulsions de $1ms$ de $150mJ$ à une cadence de $10Hz$.

La mise en place de ce régime nous permettrait de rentrer en conformité avec toutes les normes médicales acoustiques et optiques. De plus, le rapport signal-bruit correspondant devrait être identique à la TAOC en régime d'émission continue, du fait que le gain en puissance optique instantanée est compensée par le même gain en bande passante d'intégration du signal. Enfin, le niveau moyen des bruits stochastiques intrinsèques à la TAOC resteraient inchangés, sous la condition que la bande passante de l'holographie photoréfractive ne devienne trop importante.

6.4 L'utilisation d'une barrette ultrasonore multivoies

Nous disposons d'une barrette ultrasonore 64 voies. L'utilisation de cet émetteur permet de déplacer le faisceau acoustique dans l'échantillon diffusant sans utiliser la platine de translation motorisée transverse selon (Ox). Cette intégration couplerait également potentiellement notre dispositif à un dispositif échographique. Ceci s'inscrit dans la tendance actuelle de créer des plateformes d'imagerie biomédicale multi-modales.

6.5 Les autres pistes

La première autre approche actuellement explorée par notre équipe est le hole-burning, comme présenté à la section 2.2.1. Nous utilisons pour cela d'un cristal $YAG : Tm^{3+}$, refroidi à 4K. Pour rappel, l'utilisation de ce phénomène permet de créer un filtre fréquentiel très sélectif permettant de créer une détection incohérente de la modulation acousto-optique, donc insensible à la décorrélation temporelle des tissus biologiques.

La seconde approche qui est explorée est l'utilisation de milieux à gain, qui permet une holographie basée sur des réseaux de gain. Nous utilisons un cristal de YVO4 :Nd pompé à 808nm, permettant une holographie à 1064nm.

Ces expérimentations sont à l'écriture de cette thèse à un stade trop peu avancées pour préciser plus leurs potentiels.

Conclusion

Nous avons développé une imagerie acousto-optique de milieux diffusants épais par détection hétérodyne photoréfractive à $\lambda = 1064nm$.

L'imagerie acousto-optique repose sur la propagation balistique d'une onde ultrasonore focalisée dans le milieu optiquement diffusant. Elle engendre localement une modulation temporelle de la phase du champ lumineux diffusé par interaction acousto-optique, qui dans le domaine spectral se traduit par la génération de bandes latérales espacées de la fréquence porteuse ultrasonore $\omega_{US} = 2.3MHz$ correspondant aux photons « marqués ». La détection photoréfractive hétérodyne est basée sur une configuration photoréfractive orthogonale de mélange à deux ondes avec diffraction anisotrope construite autour d'un cristal massif d'Arsenure de Gallium (AsGa). Cette détection permet de récupérer sous forme de flux l'information des photons marqués avec une bonne étendue optique et un temps de réponse $\tau_{PR} \simeq 5ms$. Elle s'effectue par un monodétection à photodiode de surface $S = 33mm^2$ limitée par le bruit de Schottky des photons diffusés. Le déplacement transverse de la colonne ultrasonore au sein de l'échantillon permet d'imager l'absorption optique locale de l'échantillon diffusant avec une résolution transverse $r_{US,tr} \simeq 1mm$. Nous avons ainsi pu par cette technique faire un profil expérimental à une dimension d'une inclusion absorbante de $3mm$ dans un échantillon diffusant d'épaisseur $L = 3cm$ de caractéristique de diffusion $\mu'_s = 10cm^{-1}$.

Cette imagerie ne présente pas en l'état de résolution selon l'axe de propagation ultrasonore. Pour l'obtenir, nous avons développé la Tomographie Acousto-Optique Cohérente (TAOC). Cette technique consiste à ajouter une même modulation aléatoire de phases selon $0, \pi$ sur le bras acoustique et sur l'un des bras optique, à un retard temporel θ près. Le temps caractéristique, contrôlé, de cette modulation T_ϕ définit le temps de cohérence acousto-optique, qui crée dans la colonne acoustique une zone de cohérence acousto-optique d'abscisse $z_0 = c_{US}\theta$ et d'étendue $\Delta z = c_{US}T_\phi$ qui définit la résolution axiale de notre imagerie. Cette zone différenciée correspond à la seule zone de la colonne acoustique temporellement cohérente sur le temps de réponse photoréfractif τ_{PR}. Une modélisation théorique de cette imagerie donne la fonction d'appareil comme $|g_{1,z}(z)|^2$, où $g_{1,z}(z)$ est directement liée à la fonction d'autocorrélation de la modulation aléatoire de phase appliquée. L'utilisation de cette technique nous a permis de résoudre en deux dimensions une inclusion absorbante de $3mm$ dans un échantillon diffusant d'épaisseur $L = 3cm$ de ca-

ractéristique de diffusion $\mu'_s = 6cm^{-1}$, de résoudre 2 inclusions absorbantes de 3mm espacées de 2mm sur épaisseur $L = 2cm$ avec $\mu'_s = 10cm^{-1}$ et d'imager une escalope de dinde d'épaisseur $L = 3cm$.

La principale limitation de notre expérimentation est sa longueur d'onde de travail $\lambda = 1064nm$ où l'absorption de l'eau est relativement importante. Le passage à une longueur d'onde proche de $\lambda \simeq 800nm$ permettrait de récupérer une quantité importante de signal, et à ce titre nous testons actuellement des cristaux photoréfractifs travaillant sur cette plage spectrale. Autrement, cette imagerie de milieux diffusants épais peut potentiellement être appliquée à des fins biomédicales. Les expérimentations d'imagerie présentées sont conformes aux normes biomédicales exceptée la norme de puissance acoustique moyenne. Nous développons actuellement un régime impulsionnel quasi-continu de l'émission acoustique et de l'émission optique pour obtenir une totale conformité.

Annexe A

Les articles publiés

Dans cet annexe sont joints les articles publiés au cours de mon doctorat. Je fais le choix de ne pas mettre les deux articles déjà présents dans le corps même de la thèse, à savoir l'article de 2009 d'EPJ présentant de manière assez complète notre expérimentation d'imagerie acousto-optique par holographie photoréfractive, et l'article de 2007 d'Optics Express rapportant la technique de mesure *in situ* du temps de réponse de l'holographie photoréfractive.

Le premier article présenté ne porte pas en soi sur le travail de recherche présenté dans cette thèse. Il rapporte une étude sur la dépendance du cône de rétrodiffusion cohérente selon la fréquence hétérodyne de détection. Ce travail a été effectué avec une expérimentation d'holographie numérique hétérodyne hors-axe.

Le deuxième article, accepté par Optics Express mais non publié à la date d'écriture de cette thèse, est quant à lui le premier article sur la TAOC. Il expose les principes de cette méthode et propose quelques résultats expérimentaux présentés dans cette thèse.

Effect of the Photon's Brownian Doppler Shift on the Weak-Localization Coherent-Backscattering Cone

Max Lesaffre, Michael Atlan, and Michel Gross*

Laboratoire Kastler Brossel de L'Ecole Normale Supérieure, UMR 8552 CNRS, 24 rue Lhomond F-75005 Paris, France

(Received 4 April 2006; published 17 July 2006)

We report the first observation of the dependence of the coherent-backscattering (CBS) enhanced cone with the frequency of the backscattered photon. The experiment is performed on a diffusing liquid suspension and the Doppler broadening of light is induced by the Brownian motion of the scatterers. Heterodyne detection on a CCD camera is used to measure the complex field (i.e., the hologram) of the light that is backscattered at a given frequency. The analysis of the holograms yield the frequency and the propagation direction of the backscattered photons. We observe that the angular CBS cone becomes more narrow in the tail of the Brownian spectrum. The experimental results are in good agreement with a simple theoretical model.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.97.033901 PACS numbers: 42.25.Dd, 42.25.Hz, 71.55.Jv

Coherent backscattering (CBS) of light is a photon self-interference effect which leads to an enhanced intensity cone in the backscattering direction. This effect, which is related to the solid state physics phenomenon of weak Anderson localization, has been extensively studied both experimentally and theoretically. Since the first observation of CBS from colloidal suspension [1,2], the phenomenon has been observed on many experimental systems such as powders [3–5], liquid crystals [6], photonic crystals [7], and cold atoms gases [8–11]. The CBS effect has also been studied on acoustic [12–14] and seismic waves [15].

In most of the CBS experiments done in the optical domain, the angular distribution of the backscattered light is measured by using an incoherent detection method. The signal that is detected by a photomultiplier, a photodiode, or a CCD camera is proportional to the optical field intensity. In this Letter we propose to study the CBS effect more precisely by using a coherent detection method [16]. The backscattered field is summed with a coherent reference field in order to detect the interference pattern of the two fields. The detection is thus sensitive to the phase of the backscattered field.

In this Letter, we propose a detection scheme for the CBS effect, which involves a heterodyne detection of the light on a 2D detector (CCD camera). Since the pixel to pixel relative phase of the detected backscattered field is accurately measured, we record the digital hologram of the field [17]. By adjusting the frequency of the heterodyne detection local oscillator, we are able to precisely select the frequency of the backscattered field that is detected. We are thus able to measure the backscattered light average intensity as a function of both the propagation direction (as done commonly) and the frequency, i.e., as a function of both the wave vector direction $\mathbf{k}/|\mathbf{k}|$ and the modulus $|\mathbf{k}|$. The CBS effect can then be observed with a backscattered field whose frequency is shifted with respect to the incident incoming field. Since this shift is a Doppler shift which is related to the motion of the scatterers, we can study the influence of the motion of the scatterers on the CBS signal. We will see, in particular, that the angular width (and more generally the angular shape) of the enhanced backscattered cone depends on the frequency offset.

Figure 1 shows the experimental setup. The 780 nm, 50 mW beam of the laser L (Sanyo DL-7140-201, current: 95 mA) is split in two beams, the local oscillator (LO) and signal (SIG) beams, which are both vertically linearly polarized. The main beam SIG (>90% of the power, frequency ν_L) illuminates the diffusing sample (S) (7 cm high $\times 8$ cm width $\times 1$ cm depth cell which is filled with a pure or a diluted intralipid suspension: Endolipide 20%; B. Braun Medical SA, diffusion anisotropy factor $g = 0.65$ at $\lambda = 780$ nm [18]). To detect the S backscattered light signal, the LO beam (<10% of the power) is mixed to the signal beam with the beam splitter (BS). The LO + SIG interference pattern (or heterodyne beat) is recorded by a CCD camera (PCO Pixelfly: 12 bits, $\nu_{\mathrm{CCD}} = 12.5$ Hz exposure time 20 ms with 1280×1024 pixels of 6.7×6.7 μm) and transferred to a personal computer.

To avoid saturation of the CCD camera the LO beam is attenuated by the attenuator (AT). The power is finely

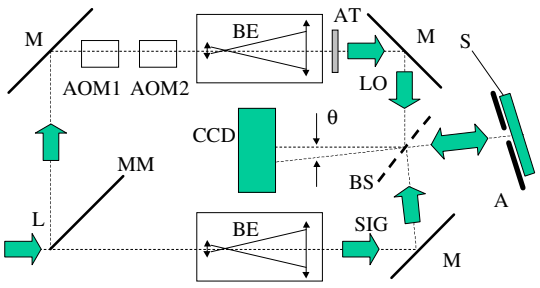


FIG. 1 (color online). Experimental setup. Main laser (L), mirror, (M); other terms defined in text.

 © 2006 The American Physical Society

adjusted by moving the mirror (MM). By using the AOM1 and AOM2 acousto-optic modulators (Crystal Technology: $\nu_{\mathrm{AOM1,2}} \simeq 80$ MHz), the LO beam frequency ν_{LO} can be freely adjusted: $\nu_{\mathrm{LO}} = \nu_L + (\nu_{\mathrm{AOM1}} - \nu_{\mathrm{AOM2}})$. Two numerical synthesizers with the same 50 MHz quartz reference clock provide the $\nu_{\mathrm{AOM1,2}}$ radio frequency (rf) signals. Two beam expanders (BE) (×25: Spectra Physics model 334) enlarge the LO and SIG beams. The focus of the BE are adjusted to get a plane wave LO beam on the CCD, and a plane SIG illumination beam on the sample.

To get the complex field E at frequency ν, we use the four-phase heterodyne variant of the phase-shifting method [17,19]. We record sequences of 4 CCD images I_i at $t_i = t_0 + i/\nu_{\mathrm{CCD}}$ with $i = 0, \ldots, 3$. E interferes with the local oscillator field E_{LO}, and $I_i = |E_{\mathrm{LO}} e^{j2\pi\nu_{\mathrm{LO}} t_i} + E e^{j2\pi\nu t_i}|^2$, where $j^2 = -1$. We can choose $\nu_{\mathrm{LO}} = \nu - \nu_{\mathrm{CCD}}/4$, and $|E_{\mathrm{LO}}| \gg |E|$. E is then given by the simple four-phase equation $E = a[(I_0 - I_2) + j(I_1 - I_3)]$ where a is a constant. Because of the motion of the scatterers, the backscattered light frequency spectrum is broad, and the four-phase equation performs the heterodyne detection on the two sideband frequencies $\nu^{\pm} = \nu_{\mathrm{LO}} \pm \nu_{\mathrm{CCD}}/4$, yielding to the field components $E(\nu^{\pm})$. The four-phase equation should be thus rewritten as: $E(\nu^+) + E^*(\nu^-) = (I_0 - I_2) + j(I_1 - I_3)$ [20]. In the holographic reconstruction, the 2 components $E(\nu^+)$ and $E^*(\nu^-)$ yield to 2 different images corresponding to the holographic grating orders ± 1, which may spatially overlap. To spatially separate the images, we have (i) reduced the pupil size by using a black rectangular aperture (A) (1 cm width ×5 cm high), (ii) moved the sample at a respective distance $D_{\mathrm{sample}} \simeq 25$ cm to the CCD, and (iii) shifted the LO beam *off axis* (θ on Fig. 1) [21].

We have recorded $N = 256$ series of 4 images ($4 \times N$ images) with the 1 cm thick cell filled with Intralipid 10% (optical depth $\sim 20\ l_s^*$ where l_s^* is the transport mean free path). The LO beam is unshifted in frequency (i.e. $\nu_{\mathrm{LO}} = \nu_L$), and the CCD acquisition time is 20 ms per image. For each series, we have calculated the real space field $E(x, y)$ by the four-phases equation, and the k-space field by 2D fast Fourier transform (FFT): $\tilde{E}(k_x, k_y) = \mathrm{FFT}E(x, y)$. The angular distribution of the field intensity is then obtained by summing $|\tilde{E}|^2$ over the N series of images. Figure 2(a) shows the k-space field calculated average intensity $|\tilde{E}|^2$. Calculations are performed on a 1024×1024 matrices obtained from the 1280×1024 CCD raw data after truncation. From now on, we will consider the angular size α_0 of the k-space pixels as the units for the angle. Because of the FFT we have: $\alpha_0 = \lambda/(1024 d_{\mathrm{pixel}}) = 1.13 \times 10^{-4}$ rad.

The two vertical oblong spots (1,2) seen on Fig. 2(a) are the two grating orders (± 1) images of the sample. Because of the off-axis configuration, images (1) and (2) do not overlap. The images are blurred (the images are oblong while A is rectangular) since the holographic reconstruction (FFT) is done at infinite distance while the object is located at a finite distance D_{sample}. The (1,2) spots also represent the angular distribution of the backscattered light, and we can see narrow brighter spots (3,4) in the middle of the spots (1,2) that are the CBS enhanced cones. Because of A and, moreover, the fact that the sample is quite far away from the CCD, the light, which is backscattered far from the illumination axis, does not reach the CCD. This means that the angular detection efficiency of our setup is not flat (the wide spots 1 and 2 do not fill the k space). To analyze the shape of the CBS cone, we have made a cut along the vertical line that passes in the center (x_0, y_0) of the CBS white spot [dashed line of Fig. 2(a)] and we have plotted the CBS signal [black curve of Fig. 2(b)]. To improve the signal-to-noise ratio (SNR), the plotted curve is obtained by summing over the lines $x = x_0 - 5$ to $x_0 + 5$. The CBS peak (3) is clearly seen, but, as mentioned above, the background is not flat.

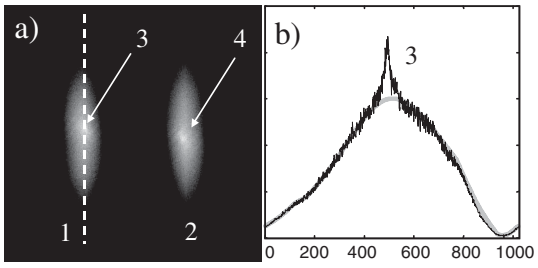


FIG. 2. (a) Linear scale 1024×1024 calculated image of the average k-space field intensity $|\tilde{E}|^2$ for $\nu_{\mathrm{LO}} = \nu_L$. One pixel is 1.13×10^{-4} rad. (b) Cut of the image along the dashed line (black curve). Angular gain of the experiment (solid gray line).

We have corrected the signal from the background distortion by using the measured holographic data to calculate the complex field image of the sample in the A plane. From that calculation we got the position of A, i.e., D_{sample}, the shape of the illumination zone, and the local variations of the illumination intensity. To get holographic signal $|\tilde{E}|^2$ that we should obtain if there is no CBS effect (i.e., if the photons are scattered by the sample in all directions with equal probability), we have calculated the blurred intensity image of the object that is expected with a focusing at infinite distance. We have by this way the expected background signal, i.e., the efficiency of our setup for detecting the backscattered light in a given angular direction. This quantity is plotted as a gray solid line on Fig. 2(b), which agrees with the observed shape of the CBS background.

The heterodyne detection technique allows the study of new physical effects since the frequency of the backscattered light that is detected can be finely adjusted within the Brownian spectrum. We have repeated the previous experiment for different LO frequencies: $\nu_{\mathrm{LO}} - \nu_L = +0, +100, \ldots, +600$ Hz [curve a,b,...,g of Fig. 3(a)]. To correct the angular detection efficiency of our setup, the measured signal [solid line of Fig. 2(b)] is divided by the expected background signal (heavy gray line), which is calculated from the $\nu_{\mathrm{LO}} = \nu_L$ experimental data, in order

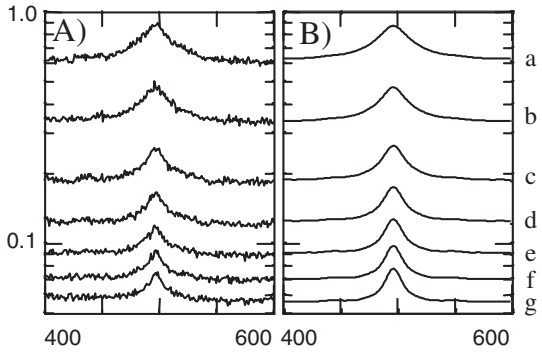


FIG. 3. Angular shapes of the CBS peak for $|\nu_{LO} - \nu_L| = 0(a)$, 100(b), 200(c), 300(d), 400(e), 500(f), and 600 Hz(g). The curves are obtained by summing over the $x = x_0 - 5$ to $x_0 + 5$ lines. To make all curves visible on the same diagram, logarithmic scale is used on the y vertical axis ($y = 0.05$ to 1.0). The horizontal axis is angle (1.13×10^{-4} rad per point). (a) Experimental results. (b) Theoretical predictions.

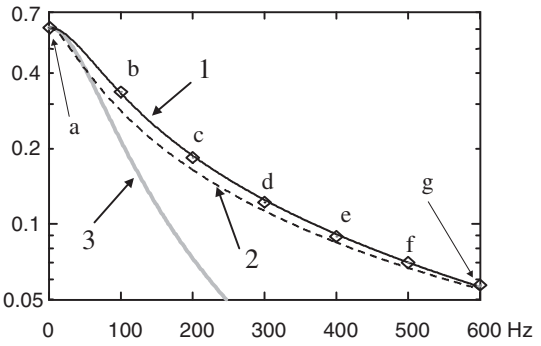


FIG. 4. Frequency spectrum of the backscattered light (logarithmic scale vertical axis). Points are the CBS background measured on curves a–g of Fig. 3(a). Curve 1 (solid line) is the Brownian theoretical shape calculated by Monte Carlo, curve 2 (dashed line) results from [23], curve 3 (solid gray line) is the single scatterer Lorentzian. Horizontal axis is $\nu_{LO} - \nu_L$.

to gain the highest SNR measurement. Figure 3(a) shows the CBS cone angular shape obtained by this way. The detection efficiency correction is seen to be efficient and the background is flat. As expected, the CBS cone signal and the background both decrease when $|\nu_{LO} - \nu_L|$ increases (i.e., when the detection is done in the tail of the Brownian spectrum). Moreover, one observes a new physical effect, the angular width of the CBS cone also decreases with $|\nu_{LO} - \nu_L|$ (curve a to curve g).

This effect can be understood quite simply. By changing the frequency of the detection (i.e., ν_{LO}), one changes the distribution of travel paths that contribute to the signal. Since each scattering event broadens the photon frequency spectrum, one selects, by pushing ν_{LO} in the tail of the Brownian spectrum, travel paths with many scattering events (to get photons far from the center of the Brownian spectrum, one needs more scattering events), i.e., longer travel paths. This corresponds to a narrowing of the CBS peak.

To make a quantitative analysis of this effect, we have measured the Brownian diffusion constant D_B of the intralipid particles by considering that the CBS background measured on Fig. 3(a) yields the shape of the Brownian frequency spectrum. In the case of the backscattering by a single diffusor, this spectrum is a Lorentzian of width $4k^2D_B$ [22]. In the multidiffusion case, each travel path yields a Lorentzian of width $D_B\sum_i|\mathbf{q}_i|^2$ (where $\sum_i$ is the summation over the scattering events i, and $\mathbf{q}_i = \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_{i-1}$ is, for each event, the incident versus exiting difference of wave vectors [23]). The spectrum is then a sum of Lorentzians. By considering a set of 10 000 travel paths, we have calculated the shape of the multidiffusion spectrum (Fig. 4 curve 1). The paths are obtained by simple (scalar approximation, Henyey-Greenstein scattering function) Monte Carlo simulation [24] with $g = 0.65$. The multidiffusion spectrum (curve 1) has been compared with the single scatterer spectrum (curve 3), and with the diffusion wave spectroscopy predictions (curve 2). This one is the Fourier transform of $g_1(t) = e^{-\gamma(6k^2D_Bt)^{1/2}}$ [23], with $\gamma = 1.9$ (i.e., for parallel polarization and $g = 0.65$). We have adjusted the frequency scale to make curves 1 to fit the measured point (a–g). The width of curve 3 ($4k^2D_B = 74$ Hz) yields D_B.

We have used our Monte Carlo set of paths to calculate the angular shape of the CBS cone. For each path, the photons may travel forward (from the first to the last scatterer) or in reverse. The interference of the two paths yield a cosine angular intensity distribution analog to a Young fringe pattern. By summing these fringes over the paths, one gets the CBS enhanced cone. This intuitive idea dates to the original papers on CBS[1,2], and is illustrated by a web java applet [25]. We have generalized this calculation by considering the angular and frequency distribution of light for each path, and then summing over the paths. The CBS curves of Fig. 3 correspond to the 2D cut (angle, frequency) distribution along the $\nu_{LO} - \nu_L = 0$, 100,...,600 Hz lines. We have plotted on Fig. 3(b) the curves that result from the random walk calculation. To make a good theory versus experiment comparison, the Fig. 3(b) curves are obtained by summing over the 11 cuts made on the experimental data ($x = x_0 - 5$ to $x_0 + 5$). The angular position of the CBS cone, the width of the CBS peak, and the CBS enhanced factor η have been determined from the curve a of Fig. 3(a) ($\nu_{LO} = \nu_L$). The other curves (b–g) are then obtained without any free parameters.

As seen, the experimental results [Fig. 3(a)] are in good agreement with the theoretical predictions [Fig. 3(b)]. The CBS enhancement factor ($\eta = 1.48$) is lower than 2 because the linear polarizations are parallel, and because we have summed over 11 parallel lines. With a good optical

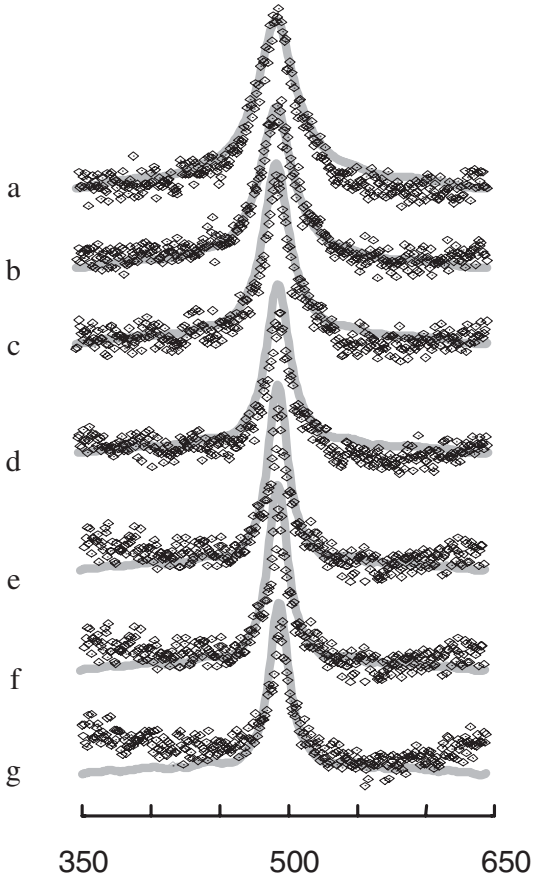


FIG. 5. Same as Fig. 3 but with arbitrary units linear scale vertical axis. The points are experimental results, the solid gray curves the theoretical predictions.

component and careful matching of the BE focus, our system could be diffraction limited by the CCD area. In that case, the angular resolution should exactly be one pixel of the k space. To give a better view of our results, we have plotted on Fig. 5 the CBS curves with a linear scale for the vertical axis. For each curve (a–g) the scale is arbitrarily adjusted.

In this Letter, we report the first observation of a dependence of the CBS enhanced cone with the frequency of the backscattered photons. The narrowing of the CBS cone that is observed in the tail of the Brownian spectrum is in good agreement with a simple model which describes the effect of the travel path distribution. We do not observe any break of reciprocity because the scatterers do not move during the travel of the photon and the scattering cross section does not depend on the motion of the scatterers (as it could do in cold atom experiments [10]). These results are made possible by the development of a new detection method of the backscattered photons, which is based on heterodyne detection of the photons with a CCD camera. This method, which allows the study of both the angular and spectral properties of the backscattered light, opens the way to the observation of new physical effects in disordered systems.

The authors thank D. Delande, A. Tourin, J. de Rosny, G. Montambaux, and D. Bonn for fruitful discussions. The authors acknowledge also the French ANR for its support.

*Electronic address: gross@lkb.ens.fr

[1] M. P. Van Albada and A. Lagendijk, Phys. Rev. Lett. **55**, 2692 (1985).
[2] P.-E. Wolf and G. Maret, Phys. Rev. Lett. **55**, 2696 (1985).
[3] S. Etemad, R. Thompson, and M. J. Andrejco, Phys. Rev. Lett. **57**, 575 (1986).
[4] M. Kaveh, M. Rosenbluh, I. Edrei, and I. Freund, Phys. Rev. Lett. **57**, 2049 (1986).
[5] D. S. Wiersma, M. P. van Albada, B. A. van Tiggelen, and A. Lagendijk, Phys. Rev. Lett. **74**, 4193 (1995).
[6] D. V. Vlasov, L. A. Zubkov, N. V. Orekhova, and V. P. Romanov, JETP Lett.**48**, 91 (1988).
[7] A. Koenderink, M. Megens, G. van Soest, W. Vos, and A. Lagendijk, Phys. Lett. A **268**, 104 (2000).
[8] G. Labeyrie, F. de Tomasi, J.-C. Bernard, C. A. Müller, C. Miniatura, and R. Kaiser, Phys. Rev. Lett. **83**, 5266 (1999).
[9] V. Shatokhin, C. A. Müller, and A. Buchleitner, Phys. Rev. Lett. **94**, 043603 (2005).
[10] G. Labeyrie, D. Delande, R. Kaiser, and C. Miniatura, quant-ph/0603153 [Phys. Rev. Lett. (to be published)].
[11] T. Chanelière, D. Wilkowski, Y. Bidel, R. Kaiser, and C. Miniatura, Phys. Rev. E **70**, 036602 (2004).
[12] G. Bayer and T. Niederdränk, Phys. Rev. Lett. **70**, 3884 (1993).
[13] A. Tourin, A. Derode, P. Roux, B. A. van Tiggelen, and M. Fink, Phys. Rev. Lett. **79**, 3637 (1997).
[14] J. de Rosny, A. Tourin, A. Derode, P. Roux, and M. Fink, Phys. Rev. Lett. **95**, 074301 (2005).
[15] E. Larose, L. Margerin, B. A. van Tiggelen, and M. Campillo, Phys. Rev. Lett. **93**, 048501 (2004).
[16] M. Pitter, E. Jakeman, and M. Harris, Opt. Lett. **22**, 393 (1997).
[17] F. Le Clerc, L. Collot, and M. Gross, Opt. Lett. **25**, 716 (2000).
[18] H. J. van Staveren, C. J. M. Moes, J. van Marle, S. A. Prahl, and M. J. C. van Gemert, Appl. Opt. **30**, 4507 (1991).
[19] F. Le Clerc, M. Gross, and L. Collot, Opt. Lett. **26**, 1550 (2001).
[20] M. Gross, P. Goy, and M. Al-Koussa, Opt. Lett. **28**, 2482 (2003).
[21] U. Schnars, J. Opt. Soc. Am. A **11**, 2011 (1994).
[22] B. J. Berne and R. Pecora, *Dynamic Light Scattering* (John Wiley, New York, 1976).
[23] D. J. Pine, D. A. Weitz, J. X. Zhu, and E. Herbolzheimer, J. Phys. (France) **51**, 2101 (1990).
[24] S. L. Jacques, Photochem. Photobiol. **67**, 23 (1998).
[25] http://cops.tnw.utwente.nl/education/5_oc_cohback.html.

Acousto-optical coherence tomography using random phase jumps on ultrasound and light

M. Lesaffre[1,2], S. Farahi[1], M. Gross[2], P. Delaye[3], A.C. Boccara[1] and F. Ramaz[1]

[1]*Institut Langevin, ESPCI ParisTech, CNRS UMR 7587, Laboratoire d'Optique Physique, 10 rue Vauquelin F-75231 Paris Cedex 05.*

[2]*Laboratoire Kastler-Brossel, UMR 8552 (ENS, CNRS, UMPC), Ecole Normale Supérieure, 10 rue Lhomond F-75231 Paris cedex 05*

[3]*Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, UMR 8501 (Institut d'Optique, CNRS, Univeristé Paris-Sud), Campus Polytechnique, RD 128, 91127 Palaiseau Cedex*

Abstract: Imaging objects embedded within highly scattering media by coupling light and ultrasounds (US) is a challenging approach. In deed, US enable direct access to the spatial localization, though resolution can be poor along their axis (cm). Up to now, several configurations have been studied, giving a millimetric axial resolution by applying to the US a microsecond pulse regime, as is the case with conventional echography. We introduce a new approach called Acousto-Optical Coherence Tomography (AOCT), enabling us to get a millimetric resolution with continuous US and light beams by applying random phase jumps on US and light. An experimental demonstration is performed with a self-adaptive holographic setup containing a photorefractive GaAs bulk crystal and a single large area photodetector.

© 2009 Optical Society of America

OCIS codes: ocis: 170.1650, 170.3660, 290.7050, 090.0090, 090.2880, 170.7050

References and links

1. "Ultrasonic modulation of multiply scattered light", W. Leutz, G. Maret, Phys. B: Physics of Condensed Matter, **204**, 1-4, 14–19 (1995).
2. L. Wang, S.L. Jacques, X. Zhao, Opt. Lett., "Continuous-wave ultrasonic modulation of scattered laser light to image objects in turbid media", **20**, 6, 629–631 (1995).
3. M. Kempe, M. Larionov, D. Zaslavsky, A.Z. Genack, "Acousto-optic tomography with multiply scattered light", JOSA A, **14**, 5, 1151–1158 (1997).
4. S. Leveque, A.C. Boccara, M. Lebec, H. Saint-Jalmes, "Ultrasonic tagging of photon paths in scattering media: parallel speckle modulation processing", Opt. Lett., **24**, 3, 181–183 (1999).
5. A. Lev, B. Sfez, "In vivo demonstration of the ultrasound-modulated light technique", JOSA A, **20**, 12, 2347–2354 (2003).
6. A. Lev, B.G. Sfez, "Pulsed ultrasound-modulated light tomography", Opt. Lett., **28**, 17, 1549–1551 (2003).
7. A. Lev, E. Rubanov, B. Sfez, S. Shany, A.J. Foldes, "Ultrasound-modulated light tomography assessment of osteoporosis", Opt. Lett., **30**, 13, 1692–1694 (2005).
8. M. Gross, P. Goy, M. Al-Koussa, "Shot-noise detection of ultrasound-tagged photons in ultrasound-modulated optical imaging", Opt. Lett., **28**, 24, 2482–2484 (2003).
9. F. Le Clerc, M. Gross, L. Collot, "Synthetic-aperture experiment in the visible with on-axis digital heterodyne holography", Opt. Lett., **26**, 20, 1550–1552 (2001).
10. M. Gross, M. Atlan, "Digital holography with ultimate sensitivity", Opt. Lett., **32**, 8, 909–911 (2007).
11. L.V. Wang, G. Ku, Opt. Lett., "Frequency-swept ultrasound-modulated optical tomography of scattering media", **23**, 12, 975–977 (1998).

12. G. Yao, S. Jiao, L.V. Wang, "Frequency-swept ultrasound-modulated optical tomography in biological tissue by use of parallel detection", Opt. Lett., **25**, 10, 734–736 (2000).
13. B.C. Forget, F. Ramaz, M. Atlan, J. Selb, A.C. Boccara,"High-contrast fast Fourier transform acousto-optical tomography of phantom tissues with a frequency-chirp modulation of the ultrasound", Appl. Opt., **42**, 7, 1379–1383 (2003).
14. M. Gross, P. Goy, B.C. Forget, M. Atlan, F. Ramaz, A.C. Boccara, A.K. Dunn, "Heterodyne detection of multiply scattered monochromatic light with a multipixel detector", Opt. Lett.,**30**,11,1357–1359 (2005).
15. T.W. Murray, L. Sui, G. Maguluri, R.A. Roy, A. Nieva, F. Blonigen, C.A. DiMarzio, "Detection of ultrasound-modulated photons in diffuse media using the photorefractive effect", Opt. Lett., **29**, 21, 2509–2511 (2004).
16. L. Sui, R.A. Roy, C.A. DiMarzio, T.W. Murray, "Imaging in diffuse media with pulsed-ultrasound-modulated light and the photorefractive effect", Appl. Opt., **44**, 19, 4041–4048 (2005).
17. M. Gross, F. Ramaz, B.C. Forget, M. Atlan, A.C. Boccara, P. Delaye, G. Roosen, "Theoretical description of the photorefractive detection of the ultrasound modulated photons in scattering media", Opt. Exp., **13**, 18, 7097–7112 (2005).
18. F. Ramaz, B.C. Forget, M. Atlan, A.C. Boccara, M. Gross, P. Delaye, G. Roosen, "Photorefractive detection of tagged photons in ultrasound modulated optical tomography of thick biological tissues", Opt. Exp., **12**, 22, 5469–5474 (2004).
19. M. Lesaffre, F. Jean, F. Ramaz, A.C. Boccara, M. Gross, P. Delaye, G. Roosen, "In situ monitoring of the photorefractive response time in a self-adaptive wavefront holography setup developed for acousto-optic imaging", Opt. Exp., **15**, 3, 1030–1042 (2007).
20. M. Gross, M.Lesaffre, F. Ramaz, P. Delaye, G. Roosen, A.C. Boccara, "Detection of the tagged or untagged photons in acousto-optic imaging of thick highly scattering media by photorefractive adaptive holography", The Eur. Phys. Jour. E, **28**, 2, 173–182 (2009).
21. Y. Li, H. Zhang, C. Kim, K.H. Wagner, P. Hemmer, L.V. Wang, "Pulsed ultrasound-modulated optical tomography using spectral-hole burning as a narrowband spectral filter", Appl. Phys. Lett., **93**, 011111 (2008).
22. Y. Li, P. Hemmer, C. Kim, H. Zhang, L.V. Wang, "Detection of ultrasound-modulated diffuse photons using spectral-hole burning", Opt. Exp., **16**, 19, 14862–14874 (2008).
23. M. Hisaka, T. Sugiura, S. Kawata, "Optical cross-sectional imaging with pulse ultrasound wave assistance", JOSA A, **18**, 7, 1531–1534 (2001).
24. M. Atlan, B.C.Forget, F. Ramaz, A.C. Boccara, M. Gross, "Pulsed acousto-optic imaging in dynamic scattering media with heterodyne parallel speckle detection", Opt. Lett., **30**, 11, 1360–1362 (2005).
25. C. Kim, R.J. Zemp, L.V. Wang, "Intense acoustic bursts as a signal-enhancement mechanism in ultrasound-modulated optical tomography", Opt. Lett. , **31**, 16, 2423–2425, (2006).
26. E. Bossy, L. Sui, T.W. Murray, R.A. Roy, "Fusion of conventional ultrasound imaging and acousto-optic sensing by use of a standard pulsed-ultrasound scanner", Opt. Lett., **30**, 7, 744–746 (2005).
27. X. Xu, H. Zhang, P. Hemmer, D. Qing, C. Kim, L.V. Wang, "Photorefractive detection of tissue optical and mechanical properties by ultrasound modulated optical tomography", Opt. Lett., **32**, 6, 656–658 (2007).
28. G. Rousseau, A. Blouin, J.P. Monchalin, "Ultrasound-modulated optical imaging using a powerful long pulse laser", Opt. Exp.,**16**, 17, 12577–12590 (2008).
29. P. Santos, M. Atlan, B.C. Forget, F. Ramaz, A.C. Boccara, M. Gross, "Acousto-optic imaging with a digital holography scheme: new scheme to obtain axial resolution", Proc. SPIE, **5864**, 586401 (2005).
30. T.Y. Chang, A.E. Chiou, P. Yeh, "Cross-polarization photorefractive two-beam coupling in gallium arsenide", JOSA B **5**, 8, 1724–1729 (1988).

1. Intoduction

Acousto-optic imaging (AOI) [1, 2, 3] is a technique that couples ultrasounds and light in order to reveal the local optical contrast of absorbing *and/or* scattering objects embedded within thick and highly scattering media, *e.g* human breast tissues. Ultrasonic waves for Medicine (at a few MHz) are ballistic and weakly absorbed, and thus give a direct spatial localization of the signal, without solving an inverse diffusion equation. Let us recall that the coupling between an ultrasonic wave at frequency ω_{US} and a temporally coherent beam (frequency ω_L) generates weak sidebands (so called *tagged-photons* [4]), shifted from the US frequency, *e.g* $(\omega_L \pm \omega_{US})$. This property also known as the acousto-optic effect [3] is due to the US modulation that monitors the phase of the optical wave through a variation of both the refractive index of the medium and the displacement of scatterers at the location of the US beam. The principle of AOI is based on the *flux* collection of one of these sidebands: an absorber positioned within the US volume reduces this quantity at the output of the sample, and thus a $3D-scan$ of the US emitter can

reveal the local optical properties of the sample.

First experiments used fast mono detectors to record the modulation of the optical signal at the US frequency [1, 2, 3, 5, 6, 7]. But, since the phase of the modulation is different for each grain of speckle, the detector can only process one grain of speckle. To increase the detection of the optical *etendue*, Leveque et al. [4]have developed a camera detection technique that processes many speckles in parallel. This technique has been pulled to the photon shot noise limit by Gross et al. [8] using a holographic heterodyne technique [9] able to detect photons with optimal sensitivity [10]. Since the US attenuation is low in tissues, the tagged photons are generated along the US propagation z axis with a nearly constant rate. This means that in a continuous regime of the US, the AO techniques give nearly no information on the location of the embedded objects along the z axis. To get such z information, Wang et al. [11] have developed an US frequency chirp technique with a single detector, which has been extended to camera detection [12, 13]. Unfortunately, these chirp techniques cannot be used in living tissues, because the phase of light decorrelates very fast in them [5, 14]: the half frequency linewidth of light that travels through 4 cm of living breast tissue is about 1.5 kHz [14]. This phase decorrelation drastically lowers the detection efficiency. Because coherent detection is performed, the detection bandwidth is approximately equal to the camera frame rate. The bandwidth is then much narrower than the width of the scattered photon frequency spectrum, thus most of the tagged photons are undetected. It is still possible to increase the detection bandwidth by using a faster camera, but in such systems this generally means that a smaller number of pixels should be used, and the detection optical *etendue* decreases accordingly.

In order to get a detection bandwidth comparable with the signal bandwidth while keeping a large optical etendue, detection schemes involving photorefractive (PR) crystals have been proposed.

Murray et al. use a PR crystal sensitive @532 nm to select the untagged photons, which are detected by a single avalanche photodiode [15, 16]. In this case, the weight of the tagged photon signal is measured indirectly by using the conservation law of the total number of photons (tagged + untagged) [17]. Ramaz et al. selectively detect either the tagged or the untagged photons [18]. The Ramaz technique is also able to measure in situ the photorefractive writing time (τ_{PR}), which characterizes the detection frequency bandwidth [19]. Photorefractive times τ_{PR} comparable with the phase decorrelation time ($1/\Delta\nu$) have been reported [20]. Very recently, Li et al. have proposed to detect selectively the *tagged* and *un-tagged* photons with large bandwidth and *etendue*, by using spectral holeburning [21, 22].

In order to get information on the location of the object along the z axis, acoustic pulses are used. The method has been extensively used both with single detectors [23, 6], cameras [24, 25], and PR crystals [15, 16, 26, 27, 28]. Nevertheless, reaching a millimetric resolution with US pulses requires a typical duty cycle of 1%, corresponding to the exploration length within the sample ($\sim$ 10 cm) and the desired resolution ($\sim$ 1 mm).

This is problematic regarding the very small quantity of light that emerges from a clinical sample, since weak duty cycle yields low signal and poor Signal-to-Noise Ratio (*SNR*). When US pulses are used with photodiode detection, the *SNR* problem may be enhanced, since fast photodetectors mean larger electronic noise.

In this letter we propose an original technique called Acousto-Optical Coherence Tomography (AOCT), compatible with PR detection of the tagged photons, able to provide z resolution with a 100% duty cycle US beam. Since the z resolution is not related to the detection of fast optical transients, large area slow photodiode electronic systems, which have great efficiency and low noise, can be used. Obviously, this technique does not allow us yet to match the medical standards, however combining it with pulses [28] could make it possible.

In its principle, the technique is performed by application of a stochastic phase modulation

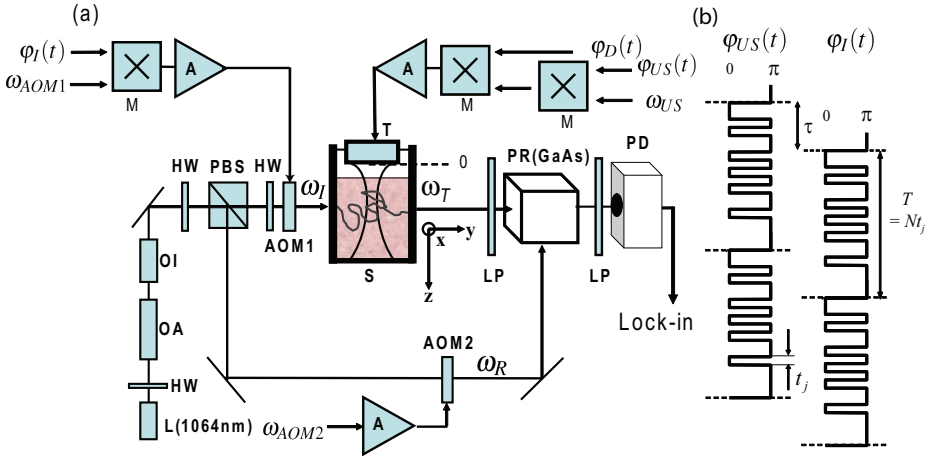


Fig. 1. (a) Experimental setup. L: 1W Nd:YAG laser; OA: 5W Yb-doped optical amplifier; OI: optical Faraday isolator; HW: half-wave plate; AMO1,2: acousto-optic modulator; S: sample; PBS: polarizing beam-splitter; T: acoustic-transducer; M: double balanced mixer; PR: photorefractive GaAs crystal; LP: linear polarizer; PD: $0.3cm^2$ Si photodiode; φ_D: additional phase modulation for the detection (rectangular shape $(0;\pi)$), at a frequency $\omega_D = 3$kHz, with a 24% duty cycle. (b) Respective phase modulations of the incident beam φ_I and the US beam φ_{US}.

on light and ultrasound. By this way we get a short coherence length US source that explores the sample. A time delay between the US and light modulation enables to select the active zone along the US column where the acousto optic interferometric signal remains coherent in time. Axial resolution can be obtained by this way, as in conventional Optical Coherence Tomography (OCT).

The experimental demonstration of our AOCT technique is performed with a self-adaptive holographic setup including a GaAs PR crystal working @1064mn in an anisotropic diffraction configuration [20]. Our observations confirm preliminary results that have been obtained with tagged photons camera detection [29].

2. The z selection method

In a typical acousto optic imaging experiment (see Fig.1), the incident beam (field E_I, frequency ω_I) interacts, within the sample S, with a US beam (ω_{US}), which generates a tagged photon field E_T, of frequency:

$$\omega_T = \omega_I + \omega_{US} \tag{1}$$

This field interferes within the PR crystal with a reference field (E_R, ω_R), and generates a volume hologram. In order to detect selectively the tagged photons, the illumination and reference beams are shifted in frequency through two acousto optic modulators (AOM1 and AOM2) in order to satisfy

$$\omega_R = \omega_I + \omega_{US} = \omega_T \tag{2}$$

To get z resolution, the phases φ_{US} of the US beam, and φ_I of the optical illumination are randomized with the same phase law, but the optical phase is delayed in time by τ:

$$\varphi_I(t+\tau) + \varphi_{US}(t) = 0 \tag{3}$$

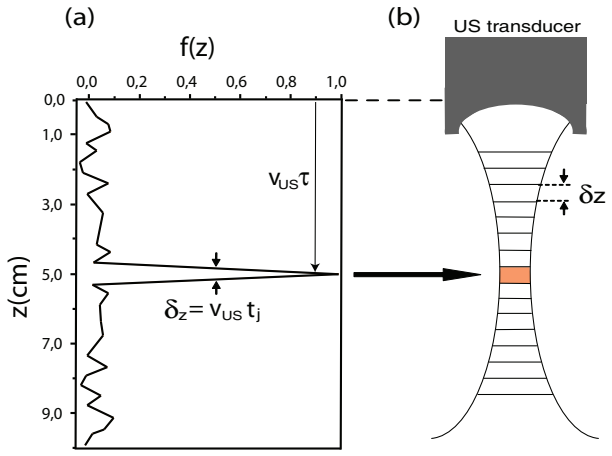


Fig. 2. (a) Numerical simulation of the autocorrelation function $f(z)$ of $e^{j\varphi_T(z)}$ for a US phase modulation sequence with $N = 512$ random $(0,\pi)$ jumps within $T_j = 1$ ms. The typical shape is a triangle of $\delta z = v_{US} t_j \simeq 3$ mm in width at half maximum.(b) Schematic representation of the coherence slice along the US beam.

Let us introduce the phase $\varphi_T(z)$ of the tagged photons that are generated by the scatterers located within a slice at a coordinate $z = v_{US}\tau$ along the US propagation axis (where $v_{US} \simeq 1500$ m/s is the US velocity) . For this slice , the tagged photons can be detected with full efficiency, since the phase φ_T is not randomized with time t:

$$\varphi_T(v_{US}\tau) = \varphi_{US} + \varphi_I = 0 \tag{4}$$

Out of the slice $v_{US}\tau$, the phase $\varphi_T(z)$ remains randomized, and the scatterers do not contribute to the average signal. Indeed, the photons outside the coherence volume of extension $v_{US}\tau$ carry a rapid phase modulation with an amplitude of π, that washes out the hologram they write with the reference beam in the photorefractive crystal. Therefore, only the photons crossing the coherence volume can participate in the writing of the hologram. We must then choose a jump time t_j that is much shorter than the photorefractive response time τ_{PR} which corresponds to the time required to build a hologram.

Figure 1 (b) illustrates how the phases of the illumination and the US beams are randomized in our experiment. By using two DBM (Double Balanced Mixers ZAD-1H: Mini-Circuits Lab. Inc.), the sine wave signals of frequency ω_{AOM1} and ω_{US} are mixed with two correlated random phase signals $e^{j\varphi_I(t)} = \pm 1$ and $e^{j\varphi_{US}(t)} = \pm 1$ that are generated by two 80 MHz arbitrary waveform generators (Agilent 33250A) with a common 10 MHz reference clock. Because of the finite memory of the generators, the phase signals, which make random jumps at time intervals of t_j, are periodic (pseudo random) with periodicity $T_j = Nt_j$. Figure 2 shows the autocorrelation function $f(z)$ of the tagged photons phase distribution $e^{j\varphi_T(z)}$ obtained for a typical random sequence having $N = 512$ and $T_j = 1$ ms. The expected resolution is equal to the width δz of $f(z)$, which is simply:

$$\delta z = v_{US} t_j \tag{5}$$

In our experiment, we have $T_j = 1/32$ s and $N = 16384$ yielding $t_j = 1.9\mu$s and therefore $\delta z = 2.85$mm.

3. The experimental setup

The experimental setup is presented in Fig.1. It is close to the setup described elsewhere [19, 20]. The master laser L (wavelength $\lambda_L = 1064nm$, 5 W) is single mode (transverse and longitudinal) and vertically polarized. It illuminates the sample with respect to the safety norms @1064*nm* (e.g power: 0.5 W, area 1 cm^2). The acoustic transducer (Panametrics A395S-SU, focal length of 75*mm*) generates a US beam of main frequency $\omega_{US} = 2.3MHz$, with 1.6 MPa at the focal point. The relative power of the reference and illumination beams is adjusted by a half wave plate (HW) followed by a polarizing beam splitter (PBS).

The PR crystal is a bulk GaAs crystal of $1.4 \times 1.6cm^2$. The crystal is oriented into an anisotropic diffraction configuration [30, 28]. The signal beam, and the reference beam, which is vertically polarized, enter on orthogonal faces, respectively $(11\sqrt{2})$ and $(11\overline{\sqrt{2}})$, in order to have a grating vector along $< 001 >$. In such a configuration, the effective electrooptic coefficient is $r_{eff} = r_{41}$.

A polarizer oriented at $\pi/4$ from vertical is positioned after the sample, while a horizontal polarizer is positioned after the crystal. This configuration minimizes the main parasitic light contribution, that corresponds to the scattering of the intense reference by the PR crystal. For the reference beam we use (power 650 mW, area 0.32 cm^2) the photorefractive response time is $\tau_{PR} = 3.4\ ms$.

The signal detection procedure is analogous to our previous works [18, 19, 17]. Here, because of the axial z selection procedure, we must consider only the tagged photons that have been created within the z selected slice. Thus the field E_S represents only these selected tagged photons. It takes a time equal to τ_{PR} to the interference term $E_S E_R^*$, where E_R is the reference beam field, to generate a PR hologram. Thus the latter diffracts a component E_D:

$$E_D \propto \frac{\langle E_S E_R^* \rangle_{\tau_{PR}}}{|E_S|^2 + |E_R|^2} E_R \tag{6}$$

where $\langle\ \rangle$ represent the time average.

The signal detected on the photodiode is proportional to $E_S E_D^*$. In order to get a time varying signal on the photodiode PD, we apply on the US beam, by using another mixer M, an extra rectangular signal $e^{j\varphi_D} = \pm 1$ at frequency $\omega_D = 3\text{kHz} \gg 1/\tau_{PR}$ with a 24% duty cycle. Thus the time-averaged value of the signal is non-zero. The PD signal is then modulated at ω_D, because E_S is modulated while $\langle E_S \rangle^*$ is not. The photo detector PD is a $0.3cm2$ silicon photodiode (Hamamatsu S2386-8k) connected to a home-made $10M\Omega$ transimpedance amplifier. This amplifier is followed by a AC coupled $100\times$ amplifier that acts as a high-pass frequency filter in order to cancel the *cw* contributions that can saturate the input of the lockin detection (*EG&G* Inc. 7210). To optimize *flux* detection without the use of lenses, we have stacked the ensemble (sample+crystal+photodetector) together.

4. The experimental results

A first experimental test has been performed with an *Agar+Intralipid*10% phantom of thickness $e = 3cm$ along the illumination direction y with a reduced scattering coefficient $\mu_s' =$ 6 cm^{-1}@1064*nm*. A black inked absorbing inclusion is embedded within the sample. It is a cylinder of 3 mm in diameter (see insert of Fig.3), and 7 mm in length along the y axis which corresponds to the illumination master axis. The US beam is focused within the medium along the z axis in a plane located at $1.5cm$ from the input.

The xz image shown on Fig.3 is obtained by scanning both the position of the US transducer (along the US transverse x axis), and the delay τ (along the US longitudinal z axis). Each pixel is obtained with an integration time of 400 ms using a lock-in time constant $T_{lock-in} = 100$ ms.

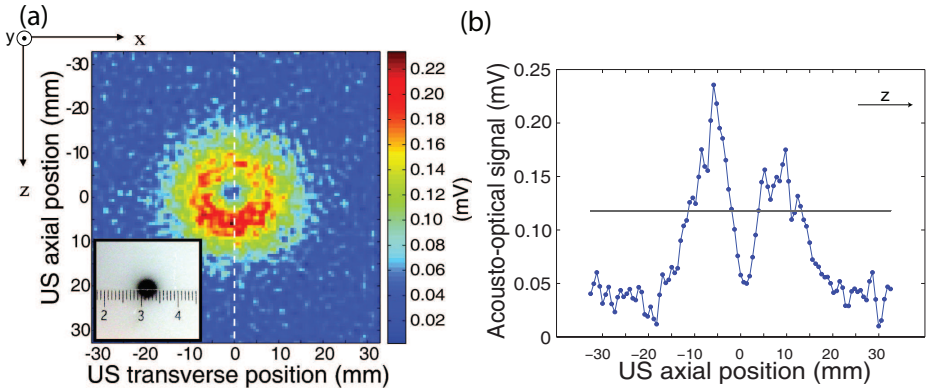


Fig. 3. (a) Acousto-optic 2D-profile of an optical absorber ($x \times y \times z = 3 \times 7 \times 3$ mm^3) embedded within a scattering gel ($\mu_s^{'} = 6$ cm^{-1}, thickness = 3 cm) performed with a random phase sequence of $z = 2.85$ mm axial resolution . Note that the 2D profile (x, y) is orthogonal to the longitudinal axis of the light diffusion "banana", and to the absorbing sample cylinder axis (y). As a consequence, the image is nearly symmetric by rotation. (b) Cut along the white dashed line axis of Fig.3a.

The 100×100 pixels zone that is displayed corresponds to a surface of 6.5×6.5 cm^2 within the sample. The maximum spatial frequency of the raw data is thus $k_{max} = 1/0.65 mm^{-1}$. A spatial filter, which consists in a crop within the spatial Fourier plane with a cut-off frequency $k_c = 1 mm^{-1}$, is applied to improve SNR. We expect indeed no information from greater spatial frequencies since the US transverse resolution is about $2mm$ on both sides of the US focal spot.

One can see, on Fig.3 a nearly circular zone of 25 mm in diameter corresponding to the lateral extent of the scattering banana. In the center of the zone, one can see a narrow (3-4 mm) circular dip, which corresponds to the cylindrical absorbing inclusion. To make a more quantitative analysis of the image of Fig.3, we have performed a vertical cut along the z direction in the center of the dip (vertical dashed white line). Figure 3 shows the tagged photon signal along the cut. The absorbing inclusion causes a drop in the signal at $z = 0$ mm to a level close to the background level. This result proves that the z resolution we get is better than the diameter (3 mm) of the absorbing zone. This observation is in agreement with the expected resolution($\delta z =$ 2.85 mm).

We have performed a second experimental test with a phantom consisting of 2 inclusions located on the vertical z axis (see insert of Fig.4). The sample thickness is 2 cm with $\mu_s' = 10$ cm^{-1}@$1064nm$. Inclusions are also cylindrical and are 3 mm in diameter,4.5 mm in length and have a 2 mm separation along z. The 60×60 pixels image on Fig.4 corresponds to 3×2.6 cm^2 on the sample in the x and z direction respectively with a lock-in time constant $T_{lock-in} = 500$ ms . The random phase sequence ($\delta z = 2.85$ mm), and the other parameters are the same as for the first sample. Figure 4 illustrates the resolution of our random phase technique, since the two inclusions can be distinguished.

In order to remain in conformity with safety norms , one can change the location of the US focus point in the transverse directions x and y, when applying successive 1.6 MPa, $T_j = 1$ ms random phase sequences. By this way, the medium may relax regarding to the US absorption.

5. Conclusion

We have proposed and experimentally demonstrated a new technique able to provide axial z resolution in acousto optic imaging with photorefractive detection of the tagged photons. Our

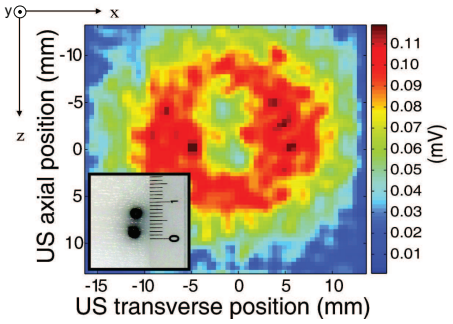


Fig. 4. Acousto-optic 60×60 image of 2 optical absorber of diameter 3 mm separated by 2 mm along z embedded within a scattering gel ($\mu_s^{'} = 10cm^{-1}$, thickness = 2 cm) performed with a random phase sequence of $z = 3$ mm axial resolution.

AOCT technique is a low coherence imaging technique like OCT (Optical Coherence Tomography) that involves "low coherence acousto optic sources", i.e. an optical and an US source, which are both incoherent in time, but fully correlated together.

This work has been supported under a grant from the *Canceropôle Ile-de-France*.

Bibliographie

[1] D.A.Benaron, "The future of cancer imaging," *Cancer and Metastasis Reviews* **21**, pp. 45–78, 2002.

[2] M. Cutler, "Transillumination as an aid in the diagnosis of breast lesions," *Surg Gynecol Obstet* **48**, pp. 721–729, 1929.

[3] V.Marshall, "Diaphanography as a means of detecting breast cancer," *Radiology* **150**, pp. 339–343, 1984.

[4] J. A. Moon, R. Mahon, M. D. Duncan, and J. Reintjes, "Resolution limits for imaging through turbid media with diffuse light," *Opt. Lett.* **18**(19), p. 1591, 1993.

[5] G.Mie, "Contributions to the optics of turbid media, particularly of colloidal metal solutions," *Annalen der Physik* **25**, pp. 377–445, 1908.

[6] W.F.Cheong, "A review of the optical properties of biological tissues," *Quantum Electronics, IEEE Journal of* **26**, pp. 2166–2185, 1990.

[7] S. J. Matcher, M. Cope, and D. T. Delpy, "Use of the water absorption spectrum to quantify tissue chromophore concentration changes in near-infrared spectroscopy," *Physics in Medicine and Biology* **39**(1), pp. 177–196, 1994.

[8] A. Ishimaru, *Wave Propagation and Scattering in Random Media*, Institute of Electrical & Electronics Engineers (IEEE), 1997.

[9] G.Jarry, "Imaging mammalian tissues and organs using laser collimated transillumination," *Journal of biomedical engineering* **6**, pp. 70–74, 1983.

[10] G. Indebetouw, "Distortion-free imaging through inhomogeneities by selective spatial filtering," *Appl. Opt.* **29**(35), pp. 5262–5267, 1990.

[11] N. Abramson, "Light-in-flight recording by holography," *Opt. Lett.* **3**(4), pp. 121–123, 1978.

[12] H.Inaba, "Optical computer-assisted tomography realized by coherent detection imaging incorporating laser heterodyne method for biomedical applications," *SPIE proc.* **1399**, 1990.

[13] J. L. Martin, "Picosecond laser stereometry light scattering measurements on biological material," *Medical and Biological Engineering and Computing* **18**, 1980.

[14] J.Reintjes, "Time-gated imaging with nonlinear optical raman interactions," *Optics & Photonics News* **4**, pp. 28–32, 1993.

[15] K. M. Yoo, Q. Xing, and R. R. Alfano, "Imaging objects hidden in highly scattering media using femtosecond second-harmonic-generation cross-correlation time gating," *Opt. Lett.* **16**(13), pp. 1019–1021, 1991.

[16] L. Kou, D. Labrie, and P. Chylek, "Refractive indices of water and ice in the 0.65 to 2.5 mm spectral range," *Appl. Opt* **32**(19), pp. 3531–3540, 1993.

[17] R. V. Langmuir, "Scattering of laser light," *Applied Physics Letters* **2**(2), pp. 29–30, 1963.

[18] M. Gross, P. Goy, B. C. Forget, M. Atlan, F. Ramaz, A. C. Boccara, and A. K. Dunn, "Heterodyne detection of multiply scattered monochromatic light with a multipixel detector," *Opt. Lett.* **30**(11), pp. 1357–1359, 2005.

[19] J. C. Hebden, D. J. Hall, and D. T. Delpy, "The spatial resolution performance of a time-resolved optical imaging system using temporal extrapolation," *Medical Physics* **22**(2), pp. 201–208, 1995.

[20] D. Boas, "Imaging the body with diffuse optical tomography," *Signal Processing Magazine, IEEE* **18**, pp. 57–75, 2001.

[21] J. C. Hebden and D. T. Delpy, "Enhanced time-resolved imaging with a diffusion model of photon transport," *Opt. Lett.* **19**(5), pp. 311–313, 1994.

[22] F.A.Marks, "Comprehensive approach to breast cancer detection using light : photon localization by ultrasound modulation and tissue characterization by spectral discrimination," *Proc. SPIE* **1888**, pp. p. 500–510, 1993.

[23] P. Debye and F. Sears, "On the scattering of light by supersonic waves," *Proceedings of the National Academy of Sciences* **18**(6), p. 409, 1932.

[24] R. Lucas and P. Biquard, "Propriétés optiques des milieux solides et liquides soumis aux vibrations élastiques ultra sonores," *Journal de Physique et le Radium* **3**(10), pp. 464–477, 1932.

[25] W. Leutz and G. Maret, "Ultrasonic modulation of multiply scattered light," *Physica B* **204**, p. 14, 1995.

[26] G. D. Mahan, W. E. Engler, J. J. Tiemann, and E. Uzgiris, "Ultrasonic tagging of light : Theory," *Proceedings of the National Academy of Science* **95**, pp. 14015–14019, Nov. 1998.

[27] M. Kempe, M. Larionov, D. Zaslavsky, and A. Z. Genack, "Acousto-optic tomography with multiply scattered light," *J. Opt. Soc. Am. A* **14**(5), pp. 1151–1158, 1997.

[28] L.V.Wang, "Mechanisms of ultrasonic modulation of multiply scattered coherent light :an analytic model," *Phys.Rev.Lett.* **87**, 2001.

[29] S. Sakadžić and L. Wang, "Modulation of multiply scattered coherent light by ultrasonic pulses : An analytical model," *Physical Review E* **72**(3), p. 36620, 2005.

[30] M. S. Patterson, B. Chance, and B. C. Wilson, "Time resolved reflectance and transmittance for the non-invasive measurement of tissue optical properties," *Appl. Opt.* **28**(12), pp. 2331–2336, 1989.

[31] L. Wang, "Mechanisms of ultrasonic modulation of multiply scattered coherent light : a monte carlo model," *Optics Letters* **26**, p. 1191, 2001.

[32] S. Sakadžić and L. V. Wang, "Ultrasonic modulation of multiply scattered coherent light : An analytical model for anisotropically scattering media," *Phys. Rev. E* **66**, p. 026603, Aug 2002.

[33] G. Yao and L. V. Wang, "Signal dependence and noise source in ultrasound-modulated optical tomography," *Appl. Opt.* **43**(6), pp. 1320–1326, 2004.

[34] S.Sakadzic and L.V.Wang, "Correlation transfer and diffusion of ultrasound-modulated multiply scattered light," *Phys.Rev.Lett.* **96**, 2006.

[35] S. Sakadžić and L. V. Wang, "Correlation transfer equation for multiply scattered light modulated byan ultrasonic pulse," *J. Opt. Soc. Am. A* **24**(9), pp. 2797–2806, 2007.

[36] G. W.Leutz, "Ultrasonic modulation of multiply scattered light," *Phys.B* **204**, pp. 14–19, 1995.

[37] L. Wang, S. Jacques, and X. Zhao, "Continuous wave ultrasonic modulation of scattered light to image objects in turbid media.," *Optics Letters* **20**, p. 629, 1995.

[38] L. Wang and X. Zhao, "Ultrasound-modulated optical tomography of absorbing objects buried in dense tissue-simulating turbid media," *Appl. Opt.* **36**(28), pp. 7277–7282, 1997.

[39] Y. Li, P. Hemmer, C. Kim, H. Zhang, and L. Wang, "Detection of ultrasound-modulated diffuse photons using spectral-hole burning," *Opt. Express* **16**, pp. 14862–14874, 2008.

[40] Y. Li, H. Zhang, C. Kim, K. Wagner, P. Hemmer, and L. Wang, "Pulsed ultrasound-modulated optical tomography using spectral-hole burning as a narrowband spectral filter," *Applied physics letters* **93**, p. 011111, 2008.

[41] S. Lévêque, A. C. Boccara, M. Lebec, and H. Saint-Jalmes, "Ultrasonic tagging of phton paths in scattering media : parallel speckle modulation processing," *Opt. Lett.* **24**(3), p. 181, 1999.

[42] P.Gleyzes, "Profilométrie picométrique. ii : L'approche multi-détecteur et la détection synchrone multiplexée," *Journal of optics* **26**, pp. 251–265, 1995.

[43] G. Yao and L. Wang, "Theoretical and experimental studies of ultrasound-modulated optical tomography in biological tissues," *Applied Optics* **39**, p. 659, 2000.

[44] J. Li, G. Ku, and L. V. Wang, "Ultrasound-modulated optical tomography of biological tissue by use of contrast of laser speckles," *Appl. Opt.* **41**, pp. 6030–6035, 1 2002.

[45] R.Zemp and L.V.Wang, "Stochastic explanation contrast detection in ultrasound-modulated optical tomography," *Phys.Rev.E* **73**, 2006.

[46] M. Gross, P. Goy, and M. Al-Koussa, "Shot-noise detection of ultrasound-tagged photons in ultrasound-modulated optical imaging," *Opt. Lett.* **28**, pp. 2482–2484, 15 2003.

[47] M. Gross and M. Atlan, "Digital holography with ultimate sensitivity," *Opt. Lett.* **32**(8), pp. 909–911, 2007.

[48] M. Gross, M. Atlan, and E. Absil, "Noise and aliases in off-axis and phase-shifting holography," *Applied Optics* **47**(11), pp. 1757–1766, 2008.

[49] M. Atlan and M. Gross, "Spatiotemporal heterodyne detection," *Journal of the Optical Society of America A* **24**(9), pp. 2701–2709, 2007.

[50] A. Brignon and J. Huignard, *Phase conjugate laser optics*, Wiley-Interscience, 2003.

[51] U. Bortolozzo, S. Residori, and J. Huignard, *Beam coupling in photorefractive liquid crystal light valves*, vol. 41, IOP Publishing Ltd, Dirac House, Temple Back, Bristol, BS 1 6 BE, UK, 2008.

[52] P. Yeh, *Introduction to Photorefractive Nonlinear Optics*, Wiley Series in Pure & Applied Optics, 1993.

[53] D. Nolte, *Photorefractive effects and materials*, Kluwer Academic Pub, 1995.

[54] P. Gunter and J. Huignard, *Photorefractive materials and their applications 1 : basic effects*, Springer, 2006.

[55] P. Gunter and J. Huignard, *Photorefractive materials and their applications 2 : materials*, Springer, 2007.

[56] P. Gunter and J. Huignard, *Photorefractive Materials and Their Applications 3 : Applications*, Springer, 2006.

[57] A. Ashkin, G. Boyd, J. Dziedzic, R. Smith, A. Ballman, J. Levinstein, and K. Nassau, "Optically-induced refractive index inhomogeneities in linbo and litao," *Applied Physics Letters* **9**, p. 72, 1966.

[58] J. Bourgoin, H. Von Bardeleben, and D. Stievenard, "Native defects in gallium arsenide," *Journal of Applied Physics* **64**, p. R65, 1988.

[59] P. Delaye, L. De Montmorillon, H. Von Bardeleben, and G. Roosen, "Photorefractive wave mixing in undoped liquid encapsulated Czochralski GaAs at 1.5 μm : Validation of photorefractive modeling," *Applied Physics Letters* **64**, p. 2640, 1994.

[60] N. Kukhtarev, V. Markov, S. Odulov, M. Soskin, and V. Vinetskii, "Holographic storage in electrooptic crystals. I. Steady state," *Ferroelectrics* **22**(1), pp. 949–960, 1979.

[61] N. Kukhtarev, V. Markov, S. Odulov, M. Soskin, and V. Vinetskii, "Holographic storage in electrooptic crystals. ii. beam coupling-light amplification," *Ferroelectrics* **22**(1), p. 961, 1979.

[62] H. Kogelnik *et al.*, "Coupled wave theory for thick hologram gratings," *Bell Syst. Tech. J* **48**(9), pp. 2909–2947, 1969.

[63] P. Yeh, "Photorefractive two-beam coupling in cubic crystals," *Journal of the Optical Society of America B* **4**(9), pp. 1382–1386, 1987.

[64] T. Chang, A. Chiou, and P. Yeh, "Cross-polarization photorefractive two-beam coupling in gallium arsenide," *signal processing (eg, spatial light modulators)* **2**(1), pp. 2–2.

[65] M. Gross, F. Ramaz, B. Forget, M. Atlan, A. Boccara, P. Delaye, and G. Roosen, "Theoretical description of the photorefractive detection of the ultrasound modulated photons in scattering media," *Opt. Express* **13**(18), pp. 7097–7112, 2005.

[66] H. J. van Staveren, C. J. M. Moes, J. van Marie, S. A. Prahl, and M. J. C. van Gemert, "Light scattering in intralipid-10% in the wavelength range of 400–1100 nm," *Appl. Opt.* **30**(31), pp. 4507–4514, 1991.

[67] R.Cubeddu, "A solid tissue phantom for photon migration studies," *Phys.Med.Biol* **42**, 1997.

[68] J. Selb and D. A. Boas, "Use of a correlation diffusion equation to model the acousto photonic interaction," *Biomedical Topical Meeting* , p. PD4, 2002.

[69] J.Selb, *Source virtuelle acousto-optique pour l'imagerie des milieux diffusants*. PhD thesis, Université Paris VI, 2002.

[70] L. V. Wang and Q. Shen, "Sonoluminescent tomography of strongly scattering media," *Opt. Lett.* **23**(7), pp. 561–563, 1998.

[71] B.-C. Forget, F. Ramaz, M. Atlan, J. Selb, and A.-C. Boccara, "High-contrast fast fourier transform acousto-optical tomography of phantom tissues with a frequency-chirp modulation of the ultrasound," *Appl. Opt.* **42**(7), pp. 1379–1383, 2003.

[72] M. Atlan, B. C. Forget, F. Ramaz, A. C. Boccara, and M. Gross, "Pulsed acousto-optic imaging in dynamic scattering media with heterodyne parallel speckle detection," *Opt. Lett.* **30**(11), pp. 1360–1362, 2005.

[73] M. Atlan, *Imagerie optique cohérente de milieux diffusants*. PhD thesis, Université Paris VI, 2005.

[74] T. W. Murray, L. Sui, G. Maguluri, R. A. Roy, A. Nieva, F. Blonigen, and C. A. DiMarzio, "Detection of ultrasound-modulated photons in diffuse media using thephotorefractive effect," *Opt. Lett.* **29**(21), pp. 2509–2511, 2004.

[75] P. Delaye, L. de Montmorillon, and G. Roosen, "Transmission of time modulated optical signals throug an absorbing photorefractive crystal," *Optics Com.* **118**, p. 154, 1995.

[76] P. Delaye, A. Blouin, D. Drolet, L. de Montmorillon, G. Roosen, and J. Monchalin, "Detection of ultrasonic motion of a scattering surface by photorefractive inp :fe under an applied dc field," *JOSA B* **14**, p. 1723, July 1997.

[77] L. de Montmorillon, P. Delaye, J. Launay, and G. Roosen, "Novel theoretical aspects on photorefractive ultrasonic detection and implementation of a sensor with an optimum sensitivity," *Journal of Applied Physics* **82**, p. 5913, 1997.

[78] "Iec 60601 part 2-37 : Medical electrical equipment : Particular requirements for the safety of ultrasound diagnostic and monitoring equipment 2001 and amendment 1, 2005."

[79] F. A. Duck, "Hazards, risks and safety of diagnostic ultrasound," *Medical Engineering & Physics* **30**(10), pp. 1338 – 1348, 2008. Special issue to commemorate the 30th anniversary of Medical Engineering & Physics - 30th Anniversary Issue.

[80] M. G. Curley, "Soft tissue temperature rise caused by scanned, diagnostic ultrasound," *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control* **40**, pp. 59–66, 1993.

[81] "Exposure criteria for medical diagnostic ultrasound : I. criteria based on thermal mechanisms. national council for radiation protection and measurements," 1992.

[82] C. Brennen, *Cavitation and bubble dynamics*, 1995.

[83] "Standard for real-time display of thermal and mechanical acoustic output indices on diagnostic ultrasound equipment," 1992. Revision 2 2004.

[84] C. P. Lee and T. G. Wang, "Acoustic radiation pressure," *The Journal of the Acoustical Society of America* **92**(4), pp. 2455–2455, 1992.

[85] "Information for manufacturers seeking marketing clearance of diagnostic ultrasound systems and transducers. division of reproductive, abdominal, ear, nose, throat and radiological devices.," 1997.

[86] M. B. t. Ya.M. Blanter, "Shot noise in mesoscopic conductors," *Physics Reports* , 2000.

[87] H. S. S. Division, "Technical information sd28 - characteristics and use of si apd,"

[88] J.G.Graeme, *Photodiode amplifier : opamp solutions*, 1996.

[89] "Hamamatsu photodiode technical information."

[90] P. D. Hobbs, *Building electrooptical systems*, Wiley-interscience, 2000.

[91] W. Jung, *Op amp applications Handbook*, Analog Devices, 2006.

[92] G.Brisebois, "Low noise amplifiers for small and large area photodiodes," 2006.