

Le marquage par ultrasons de photons et son application à l'imagerie

Philippe Richelet
philippe.richelet@polymtl.ca

Octobre, 2010

Résumé

Le marquage par ultrasons de photons est une technique émergente qui suscite un grand intérêt. Elle permet d'utiliser la résolution spatiale et la profondeur de pénétration des ultrasons, ainsi que les avantages de la spectroscopie à des fins d'imagerie. La médecine est en quête de nouvelles techniques d'imagerie non intrusives à haut contraste et à grande résolution et c'est l'application de ce marquage à l'imagerie qui est décrite ici. Ainsi, une brève analyse des différentes techniques de tomographie optique utilisant ce type de marquage est présentée. Les techniques qui utilisent les caméras CCD et celles qui utilisent les interféromètres sont exposées, ainsi qu'une formulation approximative, toutefois claire et compréhensible, des théories nécessaires pour les comprendre.

© 2010 Ecole Polytechnique de Montréal

Références

- [1] L. Wang, S.L. Jacques et X. Zhao, *Continuous-wave ultrasonic modulation of scattered laser light to image objects in turbid media*, Opt. Lett. , 20, 629-631, (1995).
- [2] S. Lévêque, A. C. Boccara, M. Lebec et H. Saint-Jalmes, *Ultrasonic tagging of photon paths in scattering media : parallel speckle modulation processing*, Opt. Lett. 24, 181-183, (1999).
- [3] T. W. Murray, L. Sui, G. Maguluri, R. A. Roy, A. Nieva, F. Blonigen et Ch. A. DiMarzio, *Detection of ultrasound-modulated photons in diffuse media using the photorefractive effect*, Opt. Lett. 29, 2509-2511, (2004).
- [4] M. R. Ackermann, P. A. Cahill, T. J. Drummond et J. P. Wilcoxon, *A brief examination of optical tagging technologies*, Sandia National Laboratories Albuquerque, New Mexico 87185 et Livermore, California 94550, (2003).

- [5] G. D. Mahan, W. E. Engler, J. J. Tiemann, et E. Uzgiris, *Ultrasonic tagging of light : Theory*, PNAS, 95 (24), 14015–14019, (1998).
- [6] S. R. Kothapalli, S. Sakadzic, C. Kim, et L. V. Wang, *Imaging optically scattering objects with ultrasound-modulated optical tomography*, Opt. Lett. 32, 2351–2353, (2007).
- [7] W. Leutz, et G. Maret, *Ultrasonic modulation of multiply scattered light*, Physica B, 204, 14-19, (1995).
- [8] J. Selb, B. Forget, F. Ramaz et C. Boccara, *Imager dans la profondeur des tissus : lorsque l’acoustique se marie avec l’optique*, Image de la Physique, CNRS/ESPCI, Quanta et Photon, (2005).
- [9] S. Sakadzic et L. V. Wang, *High-resolution ultrasound-modulated optical tomography in biological tissues*, Opt. Lett. 29, 2770-2772, (2004).
- [10] G. Rousseau, A. Blouin et J.-P. Monchalain, *Ultrasound-modulated optical imaging using a power long pulse laser*, Opti. Express 16, No. 17, 12577 (2008).
- [11] S. M. Singh, P. K. Yalavarthy, R. M. Vasu, et K. Rajan, *Assessment of ultrasound modulation of near infrared light on the quantification of scattering coefficient*, Med. Phys. 37 (7), (2010).

1 Introduction

L’absorption optique et la diffusion de la lumière visible et proche infrarouge dans les tissus biologiques est reliée à leur morphologie. Ainsi, l’imagerie optique nous informe sur la structure, la fonctionnalité et les molécules du tissu. On espère être en mesure de cartographier les propriétés optiques des tissus et d’en reconstruire une image. La difficulté de cette technique est que les photons sont fortement diffusés par les tissus. En outre, l’organisation des centres diffuseurs est complexe et en principe, ne peut être déterminée exactement. De plus, les photons balistiques, ceux qui traversent le tissu sans être diffusés, permettent une résolution de l’ordre de la longueur d’onde utilisée, mais ont une distance de pénétration limitée à quelques microns (on pense à l’interférométrie à faible longueur de cohérence ou à la microscopie confocale). Il faudra alors utiliser les photons diffusés pour cartographier notre milieu diffusant. Ceci pourra être fait par le biais de l’étude de la figure d’interférence des rayons diffusés (les tavelures) ou par filtrage en fréquence du signal de sortie. Considérant le fait que les photons sont diffusés et que l’on ne peut déterminer a priori quel centre diffuseur ils ont heurté, on ne peut savoir d’où ils viennent. On met donc en place un système de marquage des photons qui permet d’identifier ceux qui proviennent d’un certain endroit. Ce marquage se fait par ultrasons (US) et permet une résolution de l’ordre du mm et une profondeur de pénétration de quelques cm. On décrira ici brièvement la distribution des rayons lumineux diffusés par le tissu (les tavelures) et l’on verra différentes techniques pour les détecter et pour en retrouver une image convenable. La détection par dispositif à transfert de charges (caméra CCD pour « charge-coupled

device ») est décrite et comparée à la détection par interférence. Cette dernière est divisée en deux catégories : une utilisant un détecteur Fabry-Perot et une utilisant un cristal photoréfractif.

2 Le marquage de faisceaux

2.1 Pourquoi le couplage lumière-ultrasons ?

L'objectif des différentes formes de couplage d'une onde électromagnétique avec une onde acoustique (mécanique) est le même : utiliser les contrastes optiques et les combiner à la résolution des ondes acoustiques. Ainsi, nous espérons être en mesure de localiser au mm près (résolution spatiale $\Delta z = c\Delta t$ où Δt est la durée du pulse d'US) une tumeur, par exemple, qui se trouve à plusieurs cm dans un milieu diffusant (les tissus humains).

Pour ce faire, on pourrait utiliser l'effet photoacoustique (voir le principe de fonctionnement 1). On sait que les différents tissus possèdent des spectres d'absorption différents. Ainsi, il s'agit de choisir la fréquence qui correspond à celle absorbée par le type de tissu à observer et de l'injecter en direction de celui-ci. On utilise en fait des faisceaux d'impulsions de l'ordre de la nanoseconde qui se trouvent dans la « fenêtre thérapeutique » (le proche infrarouge) des tissus. Les sites absorbants se réchauffent et engendrent une déformation locale. Cette déformation périodique de type mécanique devient source d'ondes acoustiques. Il s'agit ensuite de collecter ces ondes et d'en interpréter l'origine. Ainsi, on révèle la distribution de l'absorption optique dans le milieu d'intérêt.

Le désavantage de cette technique au niveau de l'imagerie médicale vient du fait que l'on peut être en présence de plusieurs sites absorbants dans un volume grossier et le signal US ainsi collecté provient de plusieurs endroits. De plus, les hautes fréquences ultrasoniques se propagent avec difficulté dans les tissus. La tomographie photoacoustique est sensible principalement à l'absorption optique. Il y a donc une nécessité d'investir dans une technique d'imagerie pour les tissus diffusants profonds.

On peut alors imaginer une technique bien moins directe. Il s'agit de traverser le tissu à l'aide d'une lumière et d'analyser la distribution d'intensité lumineuse qui en sort. Un transducteur ultrasonore focalise une onde sur une petite région à analyser, ce qui agite les centres diffuseurs et module ainsi la distribution d'intensité lumineuse qui est émise de cette petite région par modulation de phase. La modulation résultante dépend du type de tissu (ses propriétés d'absorption) et sera plus ou moins importante. Il s'agit ensuite d'interpréter la lumière qui en sort. On peut soit utiliser la figure d'interférence (les tavelures) et analyser les changements de contrastes des chatoyements (« speckel contrast change » en anglais, SCC), ou filtrer la lumière et analyser l'intensité du signal modulé (par interféromètre). La lumière est donc utilisée pour traverser plusieurs cm de tissu, alors que les ultrasons permettent une haute résolution spatiale.

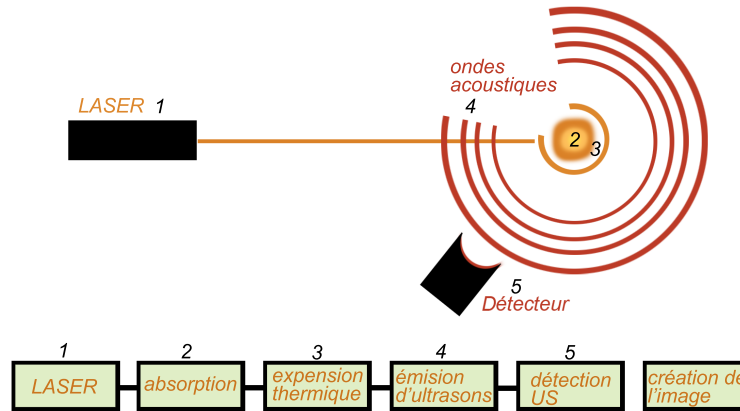


FIGURE 1 – Principe de fonctionnement de l'imagerie photoacoustique. Le laser infrarouge pulsé chauffe localement, ce qui déplace périodiquement les sites absorbant. Ce déplacement mécanique génère les ultrasons qui seront détecté et interprété pour recréer une image.

2.2 La modulation des photons

Pour être en mesure d'interpréter correctement le signal lumineux récupéré à la sortie du tissu, il faut d'abord étudier l'interaction entre la lumière et l'ultrason. Nous verrons que cette interaction est très faible et que la difficulté de cette technique est de récupérer un maximum de photons modulés par ces ultrasons.

Le laser émet une onde de fréquence angulaire w_L et le transducteur une onde acoustique de fréquence angulaire w_S . Ainsi, la lumière modulée aura une fréquence $w_L + w_S$ ou $w_L - w_S$. Une fois la cible atteinte, l'impulsion US déplace à la fréquence w_S les centres diffuseurs du tissu, et la pression périodique induite modifie l'indice de réfraction. De cette façon, le « chemin » suivi par la lumière est modifié par deux facteurs : l'indice de réfraction et le libre parcours moyen de diffusion - distance moyenne entre deux événements de diffusion. Lorsque l'US est appliqué, cette distance est modifiée périodiquement et l'analyse des faisceaux diffusés ainsi modifiés permet de caractériser l'origine de la diffusion (matière diffusante, distance). C'est le changement d'indice qui induit la modulation d'une fraction du faisceau laser. On peut aussi interpréter le processus de façons quantique. L'US représentent un phonon de fréquence w_S et le photon de fréquence w_L absorbe l'énergie du phonon pour générer le photon de fréquence $w_L + w_S$. Les photons qui transportent l'information sur la zone d'intérêt sont alors modulés en fréquence (ils sont marqués).

Sur un détecteur est récupérée la lumière d'intensité I avec une efficacité η qui est convertie en courant i . On décrit l'intensité et le courant par deux composantes, soit le

signal modulé et non modulé. On peut mettre en évidence ces deux signaux en prenant le carré du champ électrique :

$$I = |E|^2 \quad (1)$$

$$E(t) = \exp -i\omega_L t (E_N + E_T \cos(\omega_s t)) \quad (2)$$

$$I(t) = I_N(t) + I_M(t) \cos(\omega_s t) + I_t \cos(2\omega_s t) \quad (3)$$

$$I_N = |E_N|^2 + 1/2 |E_T|^2 \quad (4)$$

$$I_M(t) = 2\Re[E_N^* E_T] \quad (5)$$

$$I_T = 1/2 |E_T|^2 \quad (6)$$

Les champs électriques E_N, E_T sont respectivement ceux de la lumière non modulée (N) et de la lumière marquée par US (T de l'anglais - « tagged light »). La fréquence de E_T est décalée de la fréquence des US et le signal correspondant est techniquement trop petit à détecter. Ainsi, le signal modulé détecté provient de $I_M \cos(\omega_s t)$. Il faut noter que le signal non modulé I_N est strictement positif (4) et que le signal modulé I_M peut être des deux signes (5) car il est le produit croisé de deux champs électriques indépendants. Alors que le courant provient de i_M est proportionnel I_M , le bruit vient de i_N est proportionnel I_N . Nous verrons que ce bruit peut être éliminé à l'aide d'un interféromètre calibré à la longueur d'onde du signal modulé. Lorsque l'on utilise les tavelures et les photodétecteurs (ou caméras CCD), on s'intéresse à la fluctuation de l'intensités de l'ensemble des photons $I(t)$; on utilise la somme $I(t) \sim I_N(t) + I_M(t) \cos(\omega_s t)$.

Si la zone perturbée est très absorbante (du point de vue optique), alors, peu de lumière perturbée, sinon aucune, ne sort. Ainsi, la figure des tavelures (expliqué en détail à la section 3.1) est pratiquement inchangée. Si maintenant cette zone est faiblement absorbante, la figure sera plus fortement modulée. On voit que plus la zone insonifiée est absorbante, plus la modulation de l'image est faible. On conclut donc que l'amplitude de modulation de la figure dépend des propriétés optiques du tissu dans la zone insonifiée. C'est justement les caractéristiques optiques qui nous fournissent l'information utile et très précise sur la nature de la zone d'intérêt. Il s'agit alors de déplacer le transducteur et ainsi la zone insonifiée pour obtenir une image en une dimension, puis deux et enfin trois. Le problème est que la fraction des photons marqués par ultrasons, noté r , est très faible.

$$|E_T|^2 = r |E_U|^2 \quad (7)$$

Cette fraction est déterminée théoriquement[5] et expérimentalement[10]. Elle dépend de façon quadratique avec la pression US appliquée (puissance de la source d'ultrasons) ainsi

que de facteurs géométriques liés à la forme et à la taille du système. De plus, la taille de la zone insonifiée (résolution spatiale) diminue avec le nombre de cycles, ce qui conduit à une diminution du signal de photons marqués. Par conséquent, il faudra faire un compromis entre l'intensité du signal et la résolution spatiale.

3 La détection ; méthode des tavelures

3.1 Les tavelures, moyen d'analyse

Le « speckle », terme bien connu des utilisateurs de lasers, est le nom anglais courant donné aux tavelures que l'on observe lorsqu'un laser est réfléchi ou traverse un objet diffusant. Ces taches granulaires (figure 2) représentent le premier moyen d'analyse du faisceau laser modulé par US et diffusé par les tissus.

Lorsqu'une surface rugueuse réfléchit la lumière (figure 2), il se trouve à y avoir interférence entre les ondelettes du faisceau réfléchi. En fait, le même processus d'interférence apparaît lors de la transmission d'un faisceau dans un milieu diffusant. Les rayons diffusés ne sont plus colinéaires et interfèrent de façon destructive ou constructive créant une image au « grain » aléatoire. Autant cette image ne peut être décrite exactement, autant il est possible de la modéliser statistiquement. En fait, on liera ses propriétés macroscopiques aux propriétés statistiques de la distribution d'intensité.

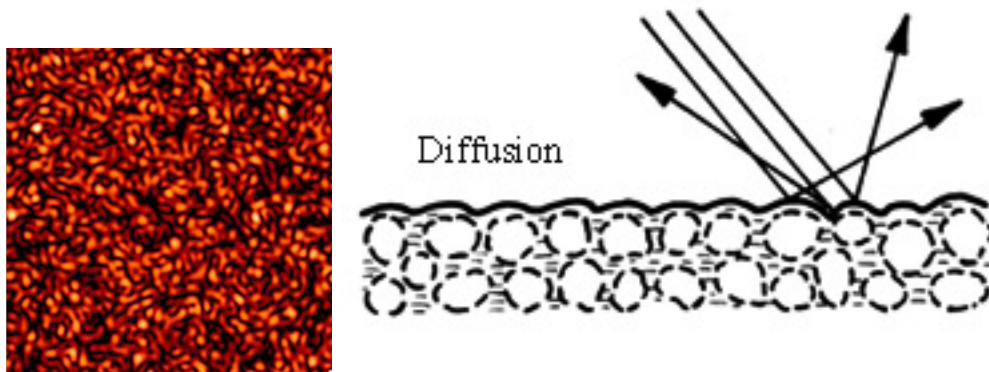


FIGURE 2 – À gauche : Figure d'interférence caractéristique d'une surface rugueuse. Les zones de cohérences représentent le chatouement et l'ensemble de la figure forme ce que l'on appelle les tavelures. À droite : diffusion d'un faisceau incident représenté par trois lignes. Chaque ligne est diffusée dans une direction différente et là est la source des tavelures à gauche.

En fait, la probabilité d'un champ électrique donné suit une distribution gaussienne et la probabilité d'avoir $I = E^2$ est celle d'avoir une amplitude $E = \sqrt{I}$. Ainsi, la probabilité

d'avoir une intensité I suit une distribution exponentiellement décroissante de moyenne égale à l'écart type[8].

$$\langle I \rangle = \sigma_I \quad (8)$$

Ce résultat explique le choix d'un dispositif à transfert de charge (CCD) pour lequel la zone de détection est divisée en cellules ou pixels. Ceci permettra de prendre plusieurs chatoiements (zones de cohérence) et de faire la moyenne de leur variation d'intensité pour diminuer l'écart-type.

De plus, les tavelures ont des maximum d'intensité (interférence constructive) et des minimum d'intensité (interférence destructive). Au premier ordre, une faible modulation n'affectera pas ces maximum et ces minimum, mais affectera grandement l'emplacement où l'intensité est égale à la moyenne (changement de contraste optique). On pourra ensuite relier la variation de cette amplitude de modulation aux propriétés optiques de la zone de diffusion.

3.2 Détection par caméra CCD

Si on collecte un grain de tavelure, ou zone de cohérence, sur un seul photodétecteur, on détecte une modulation et on peut aisément en déterminer l'intensité. Par contre, on sait que la variation d'intensité suit une distribution dont l'écart type est égale à la moyenne. Ainsi, notre seule tavelure nous informe à une moyenne près sur l'intensité de modulation, ce qui est très peu informatif (grande incertitude). Définissant la taille du chatoiement comme $A_S = 1, 2\lambda L/D$ (où L est la distance entre l'objet diffusant et le plan d'observation et D le diamètre du faisceau émergent). Cette estimation devrait tenir pour la lumière modulée et non modulée, car leurs longueurs d'onde sont pratiquement identiques (on parle de neuf ordres de grandeur de différence entre les US, $10^5 Hz$, et les IR, $10^{14} Hz$). On peut maintenant déterminer le nombre de tavelures : soit l'aire de la figure d'interférence divisée par la taille type déterminé plus haut : $N_S = A/A_S$. Si on pouvait diviser notre photodétecteur pour qu'il moyenne l'intensité de chaque zone de cohérence, on pourrait diminuer l'incertitude et augmenter le rapport signal sur bruit (RSB).

En pratique, on utilise une caméra CCD que l'on positionne pour que la taille d'un pixel soit équivalente à la taille de la zone de cohérence (chatoiement). Ensuite, on éclaire la zone d'intérêt durant une période de temps inférieur à la durée de l'impulsion ultrasonore. Durant ce temps, la lumière perçoit le train d'ondes sonores comme étant fixe, grâce à la grande différence de vitesses des ondes. Il s'agit de prendre quatre images successives à des déphasages d'un quart d'onde d'US [8]. De ces quatre images est interprétée l'amplitude de modulation de chaque pixel ($N \sim 10^5$ à 10^6 pixels). Déterminant la moyenne de variation sur tous les pixels, on diminue l'incertitude du détecteur unique d'un facteur \sqrt{N} et on augmente le RSB d'un même facteur.

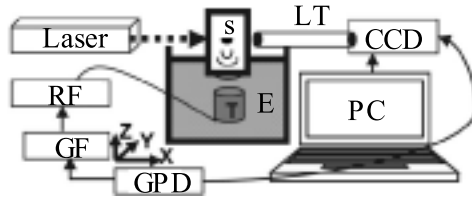


FIGURE 3 – *Schema du montage de Kothapalli et coll. [6] : CCD, caméra CCD ; RF, amplificateur RF ; GF, générateur de fonction ; GPD, générateur de pulses à délais ; T, transducteur ; E, réservoir d'eau ; S, échantillon ; LT, tubes à lentilles ; PC, ordinateur personnel.*

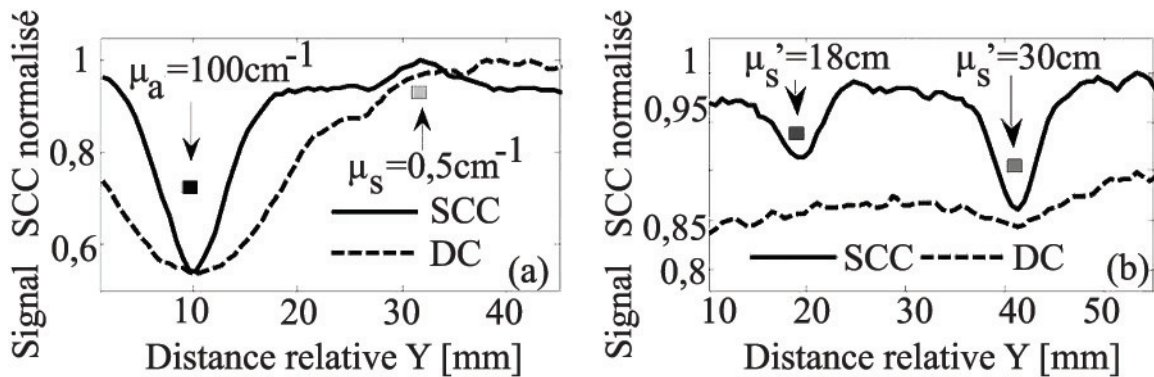


FIGURE 4 – (a) *Image du changement de contraste des tavelures (SCC) normalisée en une dimension et intensité optique totale (DC) d'un objet absorbant et d'un autre pratiquement transparent. La distance entre deux objet (représenté par les carrés) est de 22 mm. (b) Image SSC et DC normalisées de deux objets diffusants encore séparés par 22mm et représentés par des carrés. Kothapalli et coll. [6]*

3.2.1 Exemple d'application ; Kothapalli et coll. [6]

Plusieurs équipes ont mené des expériences d'imagerie par marquage ultrasonore de photons à l'aide de caméra CCD [2, 5, 6, 8 et 11]. En 2007, Kothapalli et coll. [6] ont mené une expérience qui utilisait un laser à 532 nm avec une intensité moyenne de $12mW/cm^2$. Le faisceau lumineux est orienté en ligne droite avec l'échantillon et la caméra CCD (voir la figure 3). Un transducteur ultrasonore est focalisé sur l'échantillon de façon à obtenir une pression maximale de 1.5 MPa au point focal à 1 MHz. Un générateur de pulses à délais active un générateur de fonction. La fonction sinusoïdale de 1MHz est envoyée à l'amplificateur RF qui sert à activer le transducteur. Un déclencheur active la caméra CCD (640 X 480 pixels, exposition de 2ms) et active le générateur de pulses. Il déclenche deux pulses par secondes et deux images séparées de 500ms. En réponse au premier pulse, la caméra CCD acquiert une première image laser synchronisée aux US des tavelures. Le deuxième pulse déclenche l'acquisition d'une seconde image sans modulation des US. À chaque position du transducteur le long de l'axe du faisceau laser, la moyenne de six mesures du changement de contraste des tavelures (en anglais : speckle contrast change, SCC) est prise. Ainsi, en déplaçant le transducteur, on forme une image des inhomogénéités dans le médium diffusant à une résolution des ultrasons. La figure 4 montre les résultats de deux expériences réalisées à l'aide de cette méthode, où des objets diffusants et absorbants sont bien distingués sur l'image obtenue par SCC. La figure 5(a) montre une photographie de deux objets diffusants de dimensions $2x2x20mm$ selon x , y et z respectivement et séparés par 10 mm. Ils sont placés à une profondeur de 10 mm en x dans une couche de 20mm d'épaisseur. En (b), on voit l'image 2D obtenue par SCC. Un SCC négatif de -0,15 (noir à 0,85 d'intensité normalisée) est observé au centre des objets. La résolution est définie comme la distance entre une zone de 0,75 et 0,25 et fait $\sim 2mm$, ce qui correspond à la taille du faisceau d'US.

Leurs résultats montrent la possibilité d'utiliser le SCC pour obtenir une image d'objets diffusants (figure) et absorbants (figure). Le contraste dépend de la taille du faisceau d'US.

4 La détection ; méthode de l'interféromètre

4.1 Interféromètre Fabry-Perot et l'expérience de Sakadzic et coll. [9]

Le principal désavantage de la technique SCC est qu'elle est sujette à la décorrélation des tavelures durant le temps d'acquisition de données. La première approche pour contourner ce problème est d'utiliser un interféromètre de Fabry-Perot [7 et 9]. Cet interféromètre à longue cavité focale possède une plus grande étendue - définie comme le produit de l'angle solide accepté et de la surface - que la plupart des caméras CCD. Il permet d'ailleurs la détection d'impulsions d'ultrasons de hautes fréquences en temps réel et tolère la décorrélation des tavelures. À haute fréquence, il est simple de filtrer la lumière d'arrière-plan et de ne transmettre que la lumière modulée en ajustant la longueur de la cavité. En

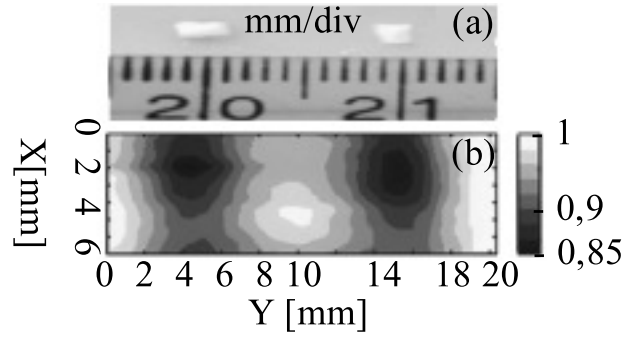


FIGURE 5 – (a) Photographie de deux éléments diffusants avec $\mu'_S = 30\text{cm}^{-1}$. (b) Image SSC normalisé de ces deux objets diffusants. Kothapalli et coll. [6]

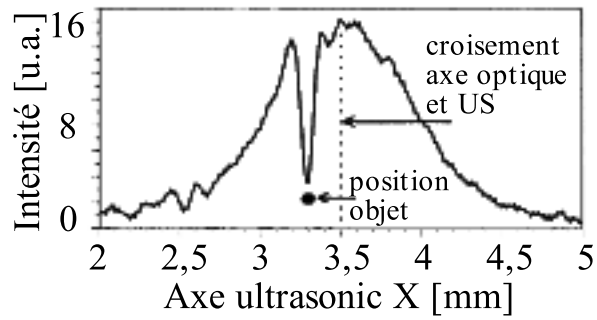


FIGURE 6 – Dépendance temporel (l'axe X est défini comme la vitesse de l'US dans le milieu fois le temps $x = vt$) de la lumière modulée par US durant la propagation du pulse d'US à travers l'échantillon. Sakadzic et coll. [9]

2004, Sakadzic et coll. [9] ont repéré des taches optiques de la taille de $100 \mu\text{m}$ introduites dans du tissu de poitrine de poulet à une profondeur de 3 mm . Ils ont commencé par balayer la cavité d'un bout à l'autre du spectre sans modulation afin de trouver la position centrale de cette fréquence non modulée. Ensuite, ils ont déplacé de façon calibrée un des miroirs afin d'observer une fréquence de modulation ($w_L + w_S$ ou $w_L - w_S$). Une photodiode à avalanche (PAA) récupère la lumière filtrée par la cavité de l'interféromètre et le signal est échantillonné à un taux de $100 \text{ M-échantillons/s}$ à l'aide d'une carte d'acquisition. Un déclencheur génère une impulsion d'US et l'acquisition de données par la PAA, ce qui assure l'acquisition de photons modulés. Étant donné que la cavité est ajustée pour transmettre la fréquence modulée, le signal reçu par la PAA durant le temps de propagation des US représente la distribution de l'intensité du signal optique modulée par US le long de l'axe de la propagation US. Du fait, elle représente l'image 1D selon cet axe. Il s'agit de multiplier le temps de propagation par la vitesse du son dans le matériau (1500 ms^{-1}) pour obtenir la distance à partir de la source d'US dans la direction de ce dernier. Sur la figure 6, on voit l'intensité de la lumière modulée le long de son passage dans un tissu à l'intérieur duquel a été introduit une tige de latex de $60 \mu\text{m}$ transparente aux US et absorbante à la longueur d'onde utilisé. La différence entre les propriétés optiques du matériau et du tissu crée un creux dans l'intensité lumineuse modulée par les US lorsque l'US passent à travers l'objet.

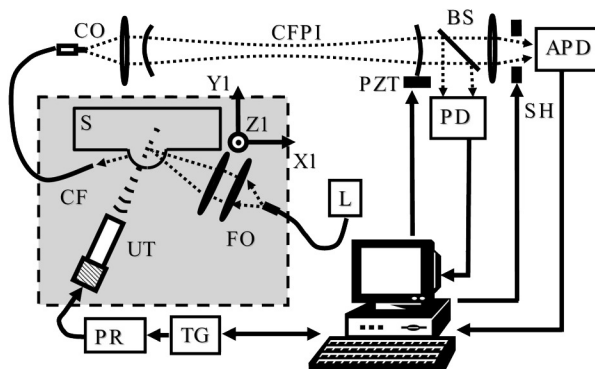


FIGURE 7 – Montage expérimental utilisant un interféromètre confocal de Fabry-Perot selon l'expérience de Sakadzic et coll. [9] TG, déclencheur; PR, récepteur d'impulsion; UT, transducteur d'ultrasons; CF, fibre réceptrice; S, échantillon; FO, lentilles de collimation; L, laser; CO, lentilles de couplage; CFPI, interféromètre confocal de Fabry-Perot; PZT, transducteur piézoélectrique; BS, séparateur de faisceau; PD, photodétecteur; APD, photodétecteur à avalanche; SH, iris.

4.2 Interféromètre photoréfractif et l'expérience de Rousseau et coll. [10]

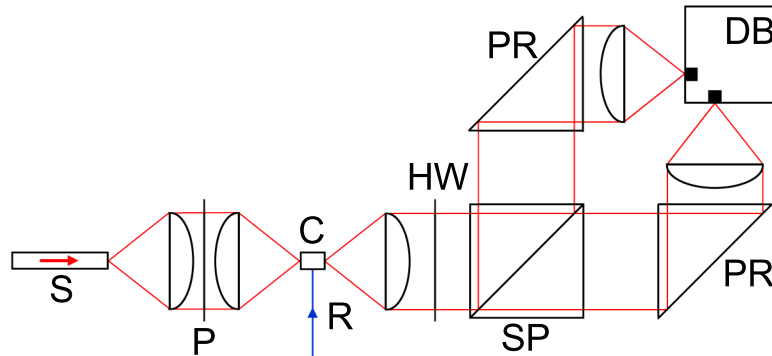


FIGURE 8 – *Principe de fonctionnement de la technique utilisant un cristal photoréfractif selon Rousseau et coll. [10]. S, signal; P, polariseur; C, cristal; R signal de référence; HW, lame demi-onde; SP, séparateur de polarisation; PR, prisme renversant; DB, détecteur balancé utilisant deux photodiodes à InGaAs.*

Une autre technique consiste à détecter le signal modulé par US à l'aide du processus de mélange à trois ondes dans un cristal photoréfractif (PRC de l'anglais; photorefractive cristal)8. Dans le système de détection de Roy et coll. [3] le mélange à deux ondes est utilisé pour dériver un oscillateur local, signal optique cohérent à phase stable, dont les fronts d'ondes sont appariés aux rayons lumineux diffusés par la cible (le faisceau signal). Le signal diffusé par la cible et l'oscillateur local (référence) interfèrent entre eux sur le détecteur, endroit où la modulation de phase accumulée par le faisceau signal dû à l'US est converti en intensité de modulation. La modulation de phase est détectée grâce au fait que les fronts d'onde sont appariés à travers toute la figure d'interférence. En plus, le PRC s'adapte et compense pour le décalage en basses fréquences du patron des tavelures, ce qui le rend insensible aux variations temporelles des tavelures plus longues que le temps de réponse du cristal. Dans leur expérience, ils utilisent un laser doublé en fréquence Nd :YAG qui est dirigé sur un séparateur variable. Le signal de référence se dirige vers le PRC et le signal source illumine le tissu. La lumière diffusée et la lumière modulée sont dirigées vers le cristal où ils interfèrent avec le signal de référence. Ainsi, le faisceau sortant du tissu et le faisceau de référence créent un gradient d'indice de réfraction dans le matériau et un gain par mélange à deux ondes du signal se produit à travers l'effet photoréfractif. Le cristal est fait de $Bi_{12}SiO_{20}$ et un courant électrique de 4-kHz de 10 kV/cm crête à crête lui est appliqué pour augmenter le gain du mélange à deux ondes. Les deux signaux lumineux sont ensuite dirigés sur le photodétecteur à avalanche. La source d'US est un transducteur piézoélectrique sphérique avec une distance focale de 6,32 cm et une fréquence centre de

1.1MHz.

Leur technique innovatrice a été modifiée et améliorée (les détails techniques ne sont pas présentés ici dûs à leurs complexités techniques et théoriques). En 2008, Rousseau et coll. [10] ont utilisé une longue impulsion laser puissante pour diminuer le temps de réponse du PRC en dessous du temps de décorrélation des tavelures. À l'aide d'un cristal de GaAs, ils ont, entre autres, obtenu la figure 9. On y voit les images 1D obtenues pour des cylindres absorbants de différentes tailles introduites dans la zone insonifiée. Les courbes sont très convaincantes ; l'utilisation d'un laser à haut pic de puissance augmente la sensibilité de la technique en augmentant le nombre de photons marqués par US. Ceci permet aussi de sonder une zone plus petite et ainsi de diminuer la taille et la durée de l'impulsion d'US pour augmenter la résolution spatiale.

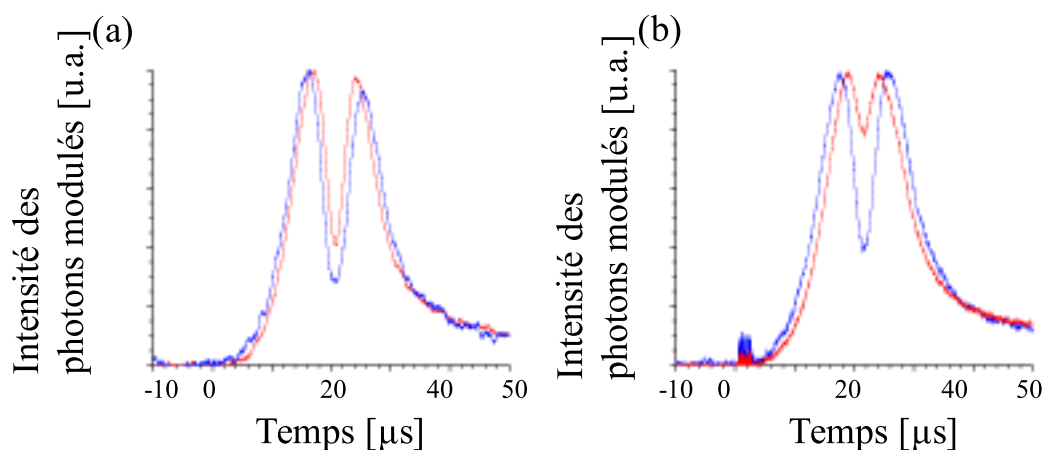


FIGURE 9 – (a) Détection d'un objet absorbant cylindrique de 5,3 mm (ligne bleue) et 3,3mm (ligne rouge) de diamètre dans la zone insonifiée. (b) Détection d'un objet de 4,3 mm de diamètre avec une faible absorption optique (rouge) et haute absorption optique (bleu). Rousseau et coll. [10]

5 Conclusion

L'imagerie par modulation ultrasonore de photons a été démontrée par plusieurs équipes. Il est donc possible d'obtenir des images à haute résolution d'objets à coefficient de diffusion ou d'absorption variables, enfouis à plusieurs mm de profondeur (~ 3 mm [9] en 2004, 20mm [6] en 2007 et 60mm [10] en 2008). Les résolutions spatiales atteintes sont aussi petites que $70 \mu m$ [9], mais ce, au détriment de la profondeur de pénétration des US. Un compromis doit être fait entre l'intensité du signal et la résolution spatiale. La méthode de détection par caméra CCD permet de faire une moyenne sur toutes les tavelures de

la figure d'interférence et permet de diminuer l'incertitude sur l'intensité de modulation des tavelures et d'augmenter le RSB. Par contre, cette technique demande énormément de calculs et est sujette à la décorrélation des tavelures. Les techniques par interférométrie, en plus de ne pas être affectées par le temps de corrélation des tavelures, possèdent une plus grande étendue optique. De plus, l'interféromètre permet d'éliminer le bruit de fond (lumière non modulée) et il est plus simple de détecter le signal provenant de la zone insonifiée. Il suffira d'un seul photodétecteur et d'un équipement de détection relativement simple. La technique n'est pas encore commercialisée, mais elle possède un grand potentiel d'application biomédicale. Elle est complémentaire à d'autres techniques d'imagerie comme la microscopie confocale et la tomographie à cohérence optique.