Amplification parametrique optique en regime femtoseconde et tomographie optique coherente : deux methodes d'imagerie proche infrarouge dans des milieux diffusants.

Claude Doule

▶ **To cite this version:**

Claude Doule. Amplification parametrique optique en regime femtoseconde et tomographie optique coherente : deux methodes d'imagerie proche infrarouge dans des milieux diffusants.. Optique [physics.optics]. Université Paris Sud - Paris XI, 2000. Français. NNT : . pastel-00713989

HAL Id: pastel-00713989
https://pastel.hal.science/pastel-00713989

Submitted on 3 Jul 2012

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.

UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

THÈSE

présentée pour obtenir

**LE GRADE DE DOCTEUR
EN SCIENCES PHYSIQUES**
Spécialité : Optique

par

Claude DOULÉ

Amplification paramétrique optique en régime femtoseconde et tomographie optique cohérente : deux méthodes d'imagerie proche infrarouge dans des milieux diffusants.

Soutenue le jeudi 30 novembre devant la commission d'examen :

M.	Claude Boccara	Rapporteur
M.	Alain Brun	Directeur de thèse
M.	Pierre Chavel	
M.	Jean-Jacques Clair	Président
M.	Jean-Pierre Huignard	
M.	Eric Lantz	Rapporteur

Remerciements

Je suis très sensible à l'honneur que m'ont fait Messieurs les membres du jury en acceptant de lire et de juger ce mémoire : Monsieur Claude Boccara, Professeur à l'École Supérieure de Physique et de Chimie Industrielles à Paris, Monsieur Alain Brun, Professeur à l'Institut d'Optique, Monsieur Pierre Chavel, Directeur du laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, Monsieur Jean-Jacques Clair, Professeur à l'Université Technologique de Belfort-Montbéliard, Monsieur Jean-Pierre Huignard, Chef de laboratoire à Thomson C.S.F. L.C.R. et Monsieur Eric Lantz, Maître de Conférences au laboratoire d'Optique P. M. Duffieux à Besançon. Messieurs Boccara et Lantz ont eu de plus la gentillesse d'accepter d'être les rapporteurs de ces travaux, je les en remercie.

Je tiens à exprimer tout d'abord ma gratitude à Monsieur Alain Brun qui m'a accueilli au sein du groupe d'Optique Non Linéaire du laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique et qui a dirigé ces travaux. Je le remercie pour la confiance qu'il m'a accordée ainsi que pour son aide et son attention, apportés tout au long de ce travail. J'ai particulièrement apprécié son soutien durant la rédaction du mémoire ainsi que l'ambiance chaleureuse qu'il contribue à faire régner dans son groupe de recherche.

Mes premiers remerciements sont aussi adressés à Monsieur Thierry Lépine, Maître de Conférences à l'Institut d'Optique, qui a suivi ces travaux avec constance et rigueur et dont l'apport a été primordial. Ses conseils avisés et l'aide qu'il a pu m'apporter ont très souvent dépassé le cadre de ce travail de thèse. Je lui témoigne de ma sincère amitié.

Je remercie aussi vivement Monsieur Patrick Georges, Directeur de recherche au laboratoire. Ses compétences scientifiques alliées à son dynamisme ont été déterminantes. Je le remercie tout particulièrement pour sa toujours totale disponibilité à pouvoir envisager dans l'instant la résolution d'un problème expérimental ou autre. De plus, son aura de "Saint-François d'Assise des lasers" m'a été bénéfique : il a su en de nombreuses occasions convaincre l'oscillateur femtoseconde de m'épargner ses sautes d'humeurs.

Les qualités scientifiques de ce triumvirat ont contribuées à la réalisation de ce travail, leurs qualités humaines l'ont rendu très agréable.

Je remercie aussi tout particulièrement Veneranda Garcés-Chávez qui, dans le cadre de son travail de thèse a, entres autres, effectué le passage parfait de la chaîne laser femtoseconde de la cadence de 10 Hz à celle de 1 kHz, et ce durant "mon escapade" à Besançon pour cause de service national. Le travail réalisé sur l'expérience d'amplification paramétrique optique lui doit beaucoup. La bonne humeur qui régnait dans le laboratoire aussi : Aye Caramba !

Durant cette même année, Alain Bellemain, accompagné de Bojan Resan, a réalisé l'automatisation de l'expérience d'OCT. Je les en remercie aussi vivement.

Je tiens aussi à remercier Benji, Gilles et Christian, qui, à force de bon voisinage au deuxième sous-sol et en dépit des : "Hostie de Calice ! Tu m'a envoyé un photon !" sont devenus des amis. Je n'oublierai pas mes voisins successifs de bureau, Arnaud puis Stéphane, avec lesquels j'ai partagé ordinateurs, enseignements et discussions et qui m'ont initié aux "joies" des OPO.

Je tiens aussi à exprimer toute ma sympathie aux autres membres du laboratoire, avec lesquels j'ai pu être amené à travailler ou que j'ai pu côtoyer non seulement au laboratoire mais aussi pour certains sur mer, en montagne, en forêt entourés de champis, en rollers ou enrôlés... Ils ont rendu ces années passées courtes... Tout d'abord, les thésards, post-docs ou stagiaires, qui se sont éclipsés du laboratoire, notamment Bruno , Éric et Alex ainsi que Frédérika, Gareth, Isabelle, Sylvain, Marc, Frank, Alexis, Antoine, Alice, Axel et Nicolas. Puis, les autres toujours présents : Elvire et Fred ainsi que Seb[1], Renaud et Philippe. Et les nouveaux : Seb[2], Seb[3], Pierre et les autres... Et enfin les permanents du laboratoire : Gérard, Gisèle, François, Gaëlle, Yves, Michaël, Françoise et Nelly (Mme Nelly !). Je n'oublierai pas les membres des autres groupes de l'Institut, notamment ceux du groupe Physiques des Images, d'Optique Quantique et de Non Linéarités Photoréfractives.

Je ne saurai non plus oublier les membres des services généraux : ceux de l'atelier d'optique (pour leur célérité et leur accueil chaleureux), ceux de l'atelier de mécanique, de l'atelier d'électronique, ainsi que ceux de l'ensemble des services administratifs. Merci particulièrement à Thierry Avignon pour ses prêts répétés de matériel au début de ma thèse, à notre spécialiste international de l'informatique, Michel Alain, et à Isabelle Bessaguet qui a assuré le tirage et la reliure de ce mémoire.

Je tiens aussi à remercier Monsieur Bouchareine et Madame Alain pour le prêt de la caméra CDD.

Je remercie également les membres de l'intergroupe "Imagerie en milieux diffusants" et des GDR POAN et PRIMA pour les échanges enrichissants et motivants qui ont pu se produire aux cours de ces dernières années, lors des réunions pluri-annuelles de l'intergroupe ou des écoles d'été des GDR. Je remercie aussi vivement Paul French et Marie Tziraki de l'Imperial College pour le prêt du milieu diffusant solide.

Un grand merci aussi à la *quasi* totalité des membres permanents, "temporaires" ou "affiliés" du laboratoire P. M. Duffieux de Besançon pour mon année inoubliable de scientifique de contingent en 1998, qui a entrecoupée ma thèse, ainsi qu'aux membres du groupe du laboratoire de Physique de l'Université de Bourgogne à Dijon, tout particulièrement Olivier Faucher, Édouard Hertz, Bruno Lavorel et Roland Chaux, pour leur accueil chaleureux ainsi pour leur initiation au "dressage de molécules de NO" durant les 6 mois de mon poste d'ATER à Dijon en cette année 2000.

Pour finir une spéciale dédidace à tous ceux qui m'ont apporté leur soutien durant ces dernières semaines, plus particulièrement Thierry, Alain, Elvire et Stéphane (Courage Stef !).

À mes amis de Paname, de Province et "d'Ailleurs"...

À ma famille...

Table des matières

Introduction générale *1*

Chapitre 1. Imagerie par voie optique proche infrarouge dans un tissu biologique : motivations, problématique et état de l'art *5*

1.1. Alternative des méthodes optiques pour l'imagerie *in vivo* des tissus biologiques **7**

1.1.1. Principales techniques d'imagerie non optique utilisées en milieu médical. 7

1.1.1.a. Radiographie X et scanner. 7

1.1.1.b. Échographie ultrasonore 8

1.1.1.c. IRM et scintigraphie. 9

1.1.2. Alternative des méthodes d'imagerie optique. 10

1.1.2.a. La "fenêtre thérapeutique". 11

1.1.2.b. Imagerie structurelle et fonctionnelle. 12

Tailles caractéristiques. *12*

Sources de contraste. *13*

Informations spectroscopiques et fluorescence. *14*

1.2. Propagation de la lumière en milieu diffusant. **14**

1.2.1. Diffusion de la lumière par une particule sphérique isolée. 15

1.2.1.a. Diffusion Rayleigh et diffusion Mie. 15

Diffusion Rayleigh. *15*

Diffusion Mie *15*

1.2.1.b. Section efficace de diffusion (σ_s) et facteur d'anisotropie (g) 16

1.2.2. Propagation de la lumière dans un milieu constitué de centres diffuseurs répartis aléatoirement 17

1.2.2.a. Atténuation du rayonnement non diffusé 17

1.2.2.b. Théorie du transfert radiatif. 19

Approximation de la diffusion *20*

Simulations de Monte-Carlo du transfert radiatif *21*

1.2.3. Grandeurs caractéristiques pour la diffusion de la lumière dans un tissu biologique : valeurs de μ_s et de g 21

1.3. État de l'art des méthodes optiques. **22**

1.3.1. Nature du signal détecté. 22

1.3.1.a. Imagerie avec le rayonnement total (reconstruction). 22

1.3.1.b. Imagerie avec le rayonnement non diffusé 22

1.3.1.c. Imagerie avec le rayonnement faiblement diffusé. 23

1.3.2. Sélection du front d'onde (sélection spatiale) 24

1.3.2.a. Microscopie confocale (imagerie point par point en rétrodiffusion). 24

1.3.2.b. Filtrage spatial (imagerie 2D en transillumination). 26

1.3.3. Sélection du temps de propagation (sélection par porte temporelle). 27

1.3.3.a. Systèmes de détection électronique ultrarapide : caméras à balayage de fente 28
1.3.3.b. Phénomènes optiques non linéaires optiques. 28
Effet Kerr *29*
Effet Raman stimulé. *30*
Doublage de fréquence et amplification paramétrique optique *30*
1.3.4. Sélection de la phase. 32
1.3.4.a. Sélection par cohérence temporelle. 32
Imagerie point par point en rétrodiffusion. *35*
OCT. *35*
OCT haute résolution *38*
OCM. *38*
Imagerie 2D en rétrodiffusion. *39*
Holographie *39*
Imagerie 2D en transillumination. *41*
Holographie numérique *41*
Autres méthodes de mesures interférométriques *42*
1.3.4.b. Sélection par cohérence spatiale. 43
1.3.4.c. Sélection par cohérence temporelle et spatiale. 44
OCT et OCM 2D. *44*
1.3.5. Sélection de la polarisation. 45
Bibliographie du chapitre 1 ..... **47**

Chapitre 2. Amplification paramétrique optique d'images en régime femtoseconde. ***53***
2.0 Introduction. **55**
Sélection temporelle pour l'imagerie en rétrodiffusion. *55*
Imagerie 2D par APO. *56*
2.1. Optique non linéaire et amplification paramétrique optique. **58**
2.1.1. Optique non linéaire. 58
2.1.1.a. Propagation dans un milieu diélectrique non linéaire. 59
2.1.1.b. Effets non linéaires du deuxième ordre. 60
2.1.2. Amplification paramétrique optique. 63
2.1.2.a. Équations couplées de propagation. 63
2.1.2.b. Cas particulier de l'onde pompe constante. 66
2.1.2.c. Cas particulier de l'onde complémentaire nulle à l'entrée du milieu non linéaire. 67
Gains pour les ondes signal et complémentaire *67*
Réalisation de la porte temporelle. *68*
Influence du désaccord de phase *69*

Désaccord de phase à -3 dB. ... 71
Phase de l'onde complémentaire. ... 72
2.1.3. Milieux anisotropes et réalisation de la condition d'accord de phase. ... 72
2.1.3.a. Propriétés optiques linéaires des milieux anisotropes. ... 72
Tenseur permittivité diélectrique et biréfringence ... 72
Ellipsoïde des indices. ... 73
Équations de Sellmeier ... 74
Surface des vecteurs d'onde. ... 75
Vecteur de Poynting et angle de double réfraction. ... 75
2.1.3.b. Réalisation de la condition d'accord de phase dans un cristal anisotrope. ... 76
2.1.3.c. Notion d'acceptance ... 79
2.1.4. Propagation d'impulsions femtosecondes ... 80
2.1.4.a. Propagation linéaire en milieu dispersif ... 80
Relation entre l'allure temporelle d'une impulsion et son spectre en fréquences temporelles. ... 80
Élargissement temporel des impulsions en milieu dispersif ... 83
2.1.4.b. Propagation non linéaire en milieu dispersif. ... 84
Équation de propagation non linéaire en milieu dispersif. ... 85
Exemple du doublage de fréquence ... 86
2.1.4.c. Acceptances spectrales et longueur d'interaction : cas particulier de l'APO avec l'onde complémentaire nulle à l'entrée du cristal. ... 88
Acceptances spectrales pour les ondes signal et pompe et longueur du cristal adaptée. ... 89
Longueur d'interaction et écart des vitesses de groupe. ... 93
2.2. Principes de l'imagerie 2D par APO. ... **95**
2.2.1. Nécessité d'un accord de phase non critique en angle pour l'onde signal ... 95
2.2.2. Accord de phase φθ-OBNC. ... 98
Colinéarité des vecteurs de Poynting des ondes signal et complémentaire ... 99
Compensation du désaccord de phase au premier ordre pour une variation angulaire du vecteur d'onde signal. ... 101
Expression du désaccord de phase au deuxième ordre. ... 102
2.2.3. Acceptance angulaire pour l'onde signal pour un accord φθ-OBNC. ... 103
2.2.4. Estimation théorique de la résolution spatiale transversale pour l'imagerie 2D par APO. ... 104
Résolution pour un système d'imagerie classique ... 104
Résolution pour le système d'imagerie par APO en éclairage cohérent (montage 4f) ... 105
2.2.5. Autres configurations possibles d'imagerie. ... 106
2.3. Réalisation expérimentale. ... **108**

2.3.1. Source laser....108
2.3.1.a. Description de la chaîne laser femtoseconde....108
2.3.1.b. Spectre et autocorrélation des impulsions infrarouges....109
2.3.2. Choix du processus non linéaire....112
2.3.2.a. Choix d'un accord de phase de type II à la dégénérescence en longueur d'onde....112
2.3.2.b. Choix du cristal de BBO....113
2.3.3. Montage expérimental....115
2.3.3.a. Création de l'onde pompe par doublage de fréquence....115
2.3.3.b. Description générale du montage expérimental....115
2.3.3.c. Gain de l'amplification paramétrique....117
Gain expérimental de l'APO....117
Estimation du gain théorique avec les ondes considérées comme planes....118
Estimation du gain théorique en tenant compte de l'é.v.g et des répartitions spatiales des éclairements des ondes pompe et signal....120
2.3.3.d. Résolution spatiale longitudinale....121
2.3.4. Imagerie 2D....122
2.3.4.a. Description de l'accord de phase φθ-OBNC pour un accord de type II dans un cristal de BBO avec λ_p=400 nm et λ_s=800 nm....122
3.4.b. Observation expérimentale de l'accord de phase φθ-OBNC....124
2.3.4.c. Comparaison avec la théorie....126
Centre de symétrie des figures de speckle....126
Largeurs des spectres des fréquences spatiales amplifiées....127
2.3.4.d. Optimisation expérimentale de la résolution spatiale transversale....130
Image d'une mire de résolution (mire USAF)....131
2.3.4.e. Filtrage spatial et dynamique....134
2.4. Application à l'imagerie résolue en profondeur à travers des milieux diffusants....135
2.4.1. Milieu diffusant liquide....135
2.4.1.a. Images de la mire test à travers un milieu diffusant liquide....135
2.4.1.b. Détermination de limitation de la sélection par porte temporelle pour la réalisation d'une imagerie 2D en configuration de rétrodiffusion....140
2.4.2. Milieu diffusant solide....145
2.4.2.a. Réduction du speckle à cadence vidéo....146
2.4.2.b. Image d'une pièce de monnaie....148
2.4.2.c. Image de la mire test....150
2.5 Conclusion et perspectives pour l'expérience d'APO....153
Bbliographie du chapitre 2....157

Chapitre 3. Tomographie optique cohérente *159*
3.1. Intérêt de la détection hétérodyne optique pour l'imagerie en milieu diffusant. **161**
3.1.1. Principe de la détection hétérodyne optique 161
3.1.2. Rapport signal à bruit. 164
3.1.3. Sélectivité angulaire de la détection hétérodyne. 168
3.2. Montage expérimental **169**
3.2.1. Choix de la modulation de phase par effet électro-optique. 169
3.2.2. Description générale de l'interféromètre. 174
3.2.3. Mesure relative de la puissance signal. 177
3.2.3.a. Système de détection. 180
3.2.3.b. Mesures simultanées à f_0 et 2 f_0 181
3.2.4. Automatisation. 185
3.2.5. Bruit de mesure. 186
3.3. Résultats expérimentaux. **189**
3.3.1. Image d'un objet test (mire de pas égal à 100 µm) 189
3.3.1.a. Image de la mire dans l'air : résolutions longitudinale et transversale 189
3.3.1.b. Image de la mire dans un milieu diffusant liquide. 193
3.3.1.c. Image de la mire cachée derrière un milieu diffusant solide 195
3.3.2. Imagerie de tissus biologiques. 197
3.3.2.a. Repérage des interfaces séparant les différents éléments de la partie antérieure d'un œil de lapin (cornée, chambre antérieure, cristallin) 197
3.3.2.b. Images d'un oignon dans un plan perpendiculaire à sa surface. 199
3.4. Conclusion et perspectives pour l'expérience de tomographie optique cohérente. **200**
Bibliographie du chapitre 3 ..... **203**

Conclusion générale *205*

Annexes *209*

Introduction générale

En réponse aux besoins de la communauté biomédicale, les méthodes d'imagerie par voie optique dans le proche infrarouge ont fait l'objet cette dernière décennie d'une importante activité de recherche. Le but poursuivi est de permettre une imagerie *in vivo* efficace pour les tissus biologiques. Les techniques optiques présentent l'avantage d'être non invasives et peu coûteuses. Elles permettraient aussi d'obtenir une haute résolution. L'observation de l'intérieur des tissus biologiques par voie optique n'était réalisable, jusqu'à récemment, qu'*in vitro* avec la réalisation de biopsies. Cette même observation, cette fois *in vivo,* était par contre rendue trop difficile du fait de l'importance du phénomène de diffusion de la lumière. Les photons peuvent en effet être diffusés de nombreuses fois dans le tissu et le caractère aléatoire de leur propagation rend difficile, voire impossible, la réalisation directe d'une image. La résolution de ce problème peut permettre l'imagerie optique *in vivo* dans les tissus biologiques.

Le travail réalisé dans le cadre de cette thèse se situe donc dans le contexte général de recherches sur l'imagerie optique dans un milieu qui diffuse la lumière. Deux techniques expérimentales différentes ont été développées en parallèle. Elles opèrent toutes les deux en configuration de rétrodiffusion et elles permettent d'obtenir des images résolues en profondeur.

La première technique repose sur l'utilisation combinée d'impulsions femtosecondes et d'un phénomène non linéaire : l'amplification paramétrique optique (APO). Des images à deux dimensions de l'objet observé vont pouvoir être obtenues directement grâce à cette méthode, sans la nécessité d'un balayage point par point sur l'objet.

La seconde technique, dite de tomographie optique cohérente, est basée sur une mesure interférométrique réalisée avec une source à faible longueur de cohérence temporelle. Pour cette méthode, l'image est acquise point par point.

Le premier chapitre de ce mémoire est une longue introduction décrivant les motivations et les caractéristiques d'une imagerie optique *in vivo* dans les tissus biologiques. Un état de l'art non exhaustif sur l'imagerie en milieu diffusant par voie optique y est aussi présenté.

Le deuxième chapitre est consacré à l'expérience d'amplification optique d'images 2D en régime femtoseconde. Après quelques rappels généraux sur l'amplification paramétrique optique et la propagation d'impulsions ultracourtes, nous y explicitons le concept de l'imagerie 2D par APO. La réalisation d'images d'objets tests placés dans l'air, en l'absence de milieux diffusants, permet la comparaison des résultats expérimentaux à ceux prédits théoriquement. L'application de cette méthode à la vision à travers des milieux diffusants artificiels, solides et liquides, est ensuite présentée.

Le troisième et dernier chapitre concerne l'expérience de tomographie optique cohérente (OCT). Après avoir rappelé les avantages du mode de détection hétérodyne optique pour l'imagerie en milieu diffusant et expliqué notre choix de sa mise en œuvre grâce à la modulation

de phase par effet électro-optique, nous présentons son application à l'imagerie à travers des milieux diffusants artificiels, liquides ou solides, ainsi qu'à l'imagerie de quelques milieux biologiques, comme un oignon par exemple.

Nous mettons en lumière les avantages et les limitations de chacune de ces deux méthodes, de manière à pouvoir juger leurs potentiels en vue d'une application effective à une imagerie *in vivo* de tissus biologiques. Ces perspectives sont envisagées en fonction des améliorations qui pourraient être apportées à ces deux expériences, ainsi qu'en tenant compte des résultats récents produits par les techniques optiques actuellement les plus efficaces.

Chapitre 1

Imagerie par voie optique proche infrarouge dans un tissu biologique : motivations, problématique et état de l'art

L'objet de ce premier chapitre est de présenter l'état de l'art et les motivations de l'imagerie par voie optique des tissus biologiques. Il ne concerne pas directement les travaux effectués durant cette thèse, mais permet de les situer dans un cadre général. Sa lecture n'est pas essentielle : dans le cas où le lecteur souhaiterait se rendre directement aux chapitres 2 et 3, il trouverait des renvois vers des paragraphes du présent chapitre lorsque nécessaire.

1.1. Alternative des méthodes optiques pour l'imagerie in vivo des tissus biologiques.

1.1.1. Principales techniques d'imagerie non optique utilisées en milieu médical.

1.1.1.a. Radiographie X et scanner.

Les débuts de l'imagerie médicale *in vivo* remontent à la fin du XIX^{e} siècle avec la découverte de la radiographie X par Röntgen en 1895. L'exposition du corps humain à un rayonnement X permit alors, pour la première fois, la réalisation d'images d'organes à l'intérieur du corps humain. Les rayons X, constitués de photons de grande énergie, ont en effet la capacité de pouvoir traverser le corps humain. Comme leur atténuation dépend de plus de la nature des organes traversés (os, tissus mous, air ou liquide), ces derniers vont pouvoir être distingués. En développant l'image latente enregistrée sur un film radiographique, après son exposition au rayonnement X ayant traversé le patient, on obtient ainsi une image projetée des organes de différentes natures qui se situent dans le volume d'observation. Les os vont par exemple se distinguer des tissus mous qui les entourent avec un fort contraste. L'examen de nombreuses maladies ou lésions peut ainsi être réalisé par radiographie X : radiographie dentaire, pulmonaire ou du squelette, et ce pour un coût relativement faible.

Une avancée essentielle de la technologie des rayons X a été rendue possible grâce au développement de l'électronique et de l'informatique. L'invention du scanner, encore appelé tomodensitomètre, a ainsi permis à la fin des années 60 la réalisation de coupes du corps humain avec, cette fois, une information liée à la profondeur.

La résolution spatiale transversale des images obtenues par radiographie X peut théoriquement atteindre quelques 20 traits/mm (50 µm). Mais cette résolution ne peut, en fait, être atteinte que si le contraste entres les différents tissus est suffisant. Si les contours d'un os peuvent par exemple être résolus avec une grande précision, le très faible contraste distinguant les différents tissus mous entre eux rend difficile leur observation avec une bonne résolution. Afin de contourner cette limitation, on utilise souvent des agents de contraste ciblés sur certains organes afin de les distinguer des autres organes environnants. Ils doivent être introduits dans le patient par injection ou par ingestion. La gêne, alors occasionnée pour le patient, est une des limites de la radiographie X. De plus, des agents de contraste efficaces ne sont pas forcément

disponibles pour la totalité des constituants du corps humain. Ce contraste limité entre les différents tissus mous est par exemple responsable de la difficulté à obtenir des mammographies de bonnes qualités : la taille moyenne des tumeurs détectées n'est que de l'ordre de 2,2 cm [1.1 Gau]. La détection systématique de ces tumeurs à des tailles inférieures serait préférable[1]. De plus, le problème de l'interprétation des clichés X pour l'établissement d'un diagnostic correct sur le développement d'une éventuelle tumeur rend le nombre de faux positifs et de faux négatifs élevé.

À la limitation de la résolution, due au faible contraste des tissus mous pour les rayons X, s'ajoute une autre limitation : le fort pouvoir ionisant de ce rayonnement. Quel caractère de dangerosité peut-on lui attribuer ? On distingue les risques déterministes, prévisibles et liés à la dose de rayons X reçue par le patient au cours de l'exposition, des risques stochastiques, non prévisibles. On estime que les risques déterministes n'apparaissent pas pour une exposition aux rayons X inférieure à 300 mSv [1.2 Aub] [2]. Pour comparaison, la radiation moyenne à laquelle un individu est exposé chaque année est estimée à 5 mSv. Participent à cette dose annuellement reçue, l'irradiation naturelle pour les 4/5 (rayonnements cosmique et tellurique...) et l'irradiation artificielle pour le 1/5 restant. Cette dose de radiation artificielle, 1 mSv par an donc, correspond par exemple à celle que l'on reçoit lors de la réalisation d'une radiographie pulmonaire. Lors d'un examen scanner l'exposition est par contre beaucoup plus importante ; mais elle reste tout de même inférieure à 150 mSv, si l'on se limite à dix coupes successives. Ainsi, si les risques déterministes apparaissent donc très faibles (hors radiothérapie), cela ne signifie par pour autant l'innocuité des rayons X : les risques stochastiques, bien que minimes, peuvent en effet être à l'origine de cancers ou d'altérations génétiques, malgré toutes les précautions prises.

1.1.1.b. Échographie ultrasonore.

Les méthodes d'imagerie ultrasonore sont aussi abondamment employées en milieu médical. L'absence totale de nocivité des ultrasons aux doses habituellement utilisées est une des raisons de ce succès. L'imagerie ultrasonore est souvent réalisée en mode échographique, où c'est la réflexion des ondes ultrasonores par les différentes structures organiques qui permettent la réalisation de l'image. Des transducteurs piézo-électriques servent à la fois d'émetteurs et de récepteurs pour ces ondes [1.3 Fin].

Contrairement à l'imagerie X, où le contraste provient des variations spatiales de l'absorption, le contraste provient pour les échographies des variations spatiales de l'élasticité

---

[1] Après la détection d'une tumeur d'une taille inférieure à 2 cm dans le sein, la probabilité de survivre plus de cinq ans est supérieure à 90 % ; si la tumeur détectée est de dimension supérieure à 5 cm, cette probabilité chute par contre en dessous de 50 % [1.1 Gau].

[2] Le sievert (Sv) est l'unité de mesure d'équivalent de dose reçue. Cette nouvelle unité remplace le rem (1 rem=10^{-2} Sv).

des tissus. La vitesse de propagation de l'onde ultrasonore dépendant de l'élasticité, à chaque variation de cette dernière, on a une rupture d'impédance dans le milieu et donc une fraction de l'onde ultrasonore est réfléchie. Grâce à l'observation dans le temps du signal électrique délivré par le transducteur, on peut repérer les différents organes présents dans le tissu : les temps d'arrivée des échos qui leur correspondent vont permettre leur localisation en profondeur. En effectuant des mesures tout autour du corps humain, on peut réaliser une coupe du sujet. Cette exploration bidimensionnelle peut être effectuée grâce à la rotation simultanée de l'émetteur et du récepteur, ou encore grâce à l'utilisation d'un ensemble d'émetteurs et de récepteurs disposés tout autour du patient.

La résolution spatiale transversale des images est liée à la focalisation de l'onde ultrasonore. Elle dépend donc de la géométrie du transducteur piézo-électrique ainsi que de la fréquence du rayonnement. Les plus hautes fréquences utilisées en milieu médical permettent une résolution de l'ordre de 100 µm et la profondeur de pénétration est alors limitée à 16 mm [1.1 Gau]. Pour observer des organes situés plus profondément, des fréquences ultrasonores plus basses sont préférées : l'absorption augmente en effet avec la fréquence. Mais la résolution est alors dégradée, de l'ordre de grandeur du millimètre.

Les ultrasons sont par exemple particulièrement bien adaptés pour l'observation des cavités abdominales (grossesse), rénales (calculs) et des glandes superficielles comme la glande thyroïde. Les images obtenues sont alors de qualités suffisantes pour l'établissement d'un diagnostic précis. Le coût relativement faible de l'échographie permet de plus son utilisation systématique pour des applications particulières, comme le suivi des grossesses par exemple.

Les limitations de l'imagerie par ultrasons sont, d'une part, son caractère non universel (l'imagerie de certains organes comme le cerveau humain adulte n'est pas possible) et, d'autre part, la difficulté d'interprétation des images obtenues pour certains organes. Tout comme la radiographie X, l'échographie ultrasonore souffre en effet d'un contraste trop faible entre les différents tissus mous. L'établissement d'un diagnostic pour le cancer du sein est par exemple parfois difficile [1.1 Gau]. Les risques de faux positifs et de faux négatifs sont alors élevés, comme pour la radiographie X.

1.1.1.c. IRM et scintigraphie.

Plus récemment, le développement de l'IRM (imagerie par résonance magnétique) a permis la réalisation *in vivo* d'images jusqu'à alors inédites de certains organes du corps humain. Des images du cerveau et même une cartographie de son activité sont ainsi maintenant possibles. Son principe repose sur l'interaction entre le spin des protons et un champ magnétique créée artificiellement. Les images IRM obtenues sont contrastées car les différents organes du corps humain portent des signatures IRM très différentes (densité de protons différentes). Les problèmes de l'interprétation des images ne se posent donc pas comme pour la radiographie X ou les ultrasons. La mammographie de seins, même denses, est ainsi possible.

Le seul vrai problème pour l'imagerie IRM est son coût élevé. À chaque fois qu'une technique alternative suffisamment fiable est disponible pour la détection d'une pathologie donnée, elle est actuellement privilégiée par rapport à l'examen IRM.

Pour finir, notons l'emploi de la scintigraphie en milieu hospitalier. Son principe consiste en l'imagerie de radio-isotopes émettant des rayons gamma. Ces isotopes radioactifs peuvent être présents naturellement dans le corps humain ou y être introduits artificiellement. Ils remplacent alors un atome de la molécule originale. Les propriétés chimiques et biologiques ne s'en trouvent pas altérées, mais une image morphologique est possible grâce à la répartition du traceur dans l'organe. L'intérêt de la scintigraphie repose sur son potentiel à la réalisation d'images fonctionnelles, en plus des images anatomiques : les radio-isotopes peuvent se fixer sur certains sites préférentiellement. Des applications thérapeutiques sont aussi possibles. Par exemple, l'emploi d'iode 131 pour l'imagerie de la thyroïde peut permettre la destruction d'une éventuelle masse tumorale : l'émission d'électrons accompagnant l'émission des rayons gamma est toxique pour la masse tumorale [1.2 Aub]. La limitation à un emploi plus systématique de la scintigraphie en milieu hospitalier est liée à son coût relativement élevé, ainsi qu'à un "frein psychologique" et à un emploi relativement compliqué (manipulation d'éléments radioactifs).

1.1.2. Alternative des méthodes d'imagerie optique.

Les différentes méthodes d'imagerie décrites précédemment ne satisfont donc pas pleinement les besoins du monde médical. Si l'imagerie par résonance magnétique présente un bon contraste naturel pour la *quasi* totalité des tissus, son coût élevé pour la collectivité empêche son emploi systématique. De plus, ces différentes méthodes ne permettent pas, aujourd'hui, d'accéder à des résolutions inférieures à la centaine de micromètres. L'observation *in vivo* des cellules du corps humain (de dimensions comprises entre 2 et 50 µm) requiert donc le recours à des méthodes alternatives. Les méthodes optiques sont justement depuis longtemps des outils privilégiés pour l'imagerie *in vitro* de ces cellules, avec l'utilisation combinée de la biopsie et de la microscopie classique. Mais en ce qui concerne l'imagerie *in vivo*, l'utilisation des méthodes optiques est resté longtemps cantonnée à certains domaines spécialisés de la médecine, comme l'ophtalmologie par exemple.

Les travaux de Cutler avaient pourtant montré dès 1929 la possibilité d'observer le sein par transillumination à l'aide d'une lampe blanche [1.4 Cut]. Mais ces résultats ont été aussitôt éclipsés par ceux bien meilleurs en terme de résolution de la radiographie X. Ce n'est que depuis le début des années 1990 que les techniques d'imagerie optique *in vivo* ont été remises au goût du jour, grâce notamment au développement des sources laser, devenues "familières" en milieu hospitalier.

Les avantages des méthodes optiques résident dans leur coût, qui peut être faible, ainsi que dans la grande portabilité des systèmes, quand l'utilisation de systèmes fibrés est rendue possible. Ce sont surtout les nombreuses qualités potentielles de ces techniques en terme

d'innocuité, de contraste, de résolutions et aussi d'informations fonctionnelles qui sont actuellement les raisons de l'intense activité de recherche dans ce domaine.

1.1.2.a. La "fenêtre thérapeutique".

L'existence d'une gamme de rayonnements optiques où l'absorption est très faible dans les tissus biologiques confère aux méthodes optiques un caractère non invasif très attractif. Cette bande comprise entre 700 nm et 1300 nm est appelée fenêtre thérapeutique [1.5 Gay] (cf. fig. 1.1).

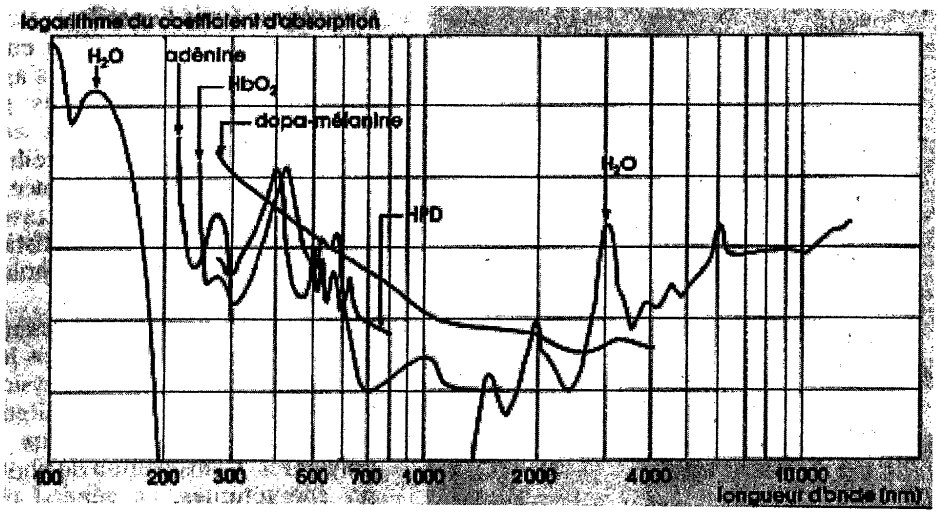


Figure 1.1 : Variation des coefficients d'absorption en fonction de la longueur d'onde pour quelques constituants des tissus biologiques, notamment l'eau, l'hémoglobine (HbO_2) et la mélanine (cette courbe est extraite d'un article de K. et S. Svanberg publié dans le journal La Recherche [1.7 Sva]).

La limite supérieure de cette fenêtre thérapeutique est liée à la très forte absorption de l'eau, le constituant principal des tissus biologiques, au dessus de 1,3 µm. L'eau absorbe par contre faiblement en dessous de cette valeur et ce jusqu'à 200 nm [1.6 Hal]. La limite inférieure de la fenêtre de *quasi* transparence va donc être fixée, elle, en prenant en compte l'absorption des autres constituants des tissus biologiques. Les molécules aromatiques cycliques des protéines ont par exemple un maximum d'absorption dans l'ultraviolet entre 260 et 280 nm [1.7 Sva]. Le sang absorbe lui fortement dans le bleu, puis un peu moins dans les fréquences plus hautes du spectre visible (cf. fig. 1.1). La mélanine, le pigment le plus abondant dans l'épiderme, absorbe dans une région qui va de l'ultraviolet à l'infrarouge proche. Finalement, en tenant compte de l'ensemble des constituants, la borne inférieure de la fenêtre de *quasi* transparence se situe autour de 700 nm, et la plus grande transparence est obtenue pour un rayonnement autour de 1 µm [1.7 Sva]. Le rayonnement optique étant très peu absorbé dans la

fenêtre thérapeutique, ses effets néfastes ne se font sentir que pour des éclairements très importants.

La norme française relative à la sécurité pour le rayonnement des appareils laser (NF EN 60825) donnent les valeurs des *éclairements maximaux permis (en $W.m^{-2}$) ou des fluences maximales permises (en $J.m^{-2}$)* pour la peau. Ces valeurs, notées EMP (Expositions Maximales Permises), sont [1.8] :

Durée d'exposition (t en s) / Longueur d'onde	$< 10^{-9}$	10^{-9} à 10^{-7}	10^{-7} à 10	10 à 10^3	10^3 à 3×10^4
315 à 400 nm	$3\ 10^{10}\ W.m^{-2}$	$5{,}6\ 10^3\ t^{0,25}\ J.m^{-2}$	$5{,}6\ 10^3\ t^{0,25}\ J.m^{-2}$	$10^4\ J.m^{-2}$	$10\ W.m^{-2}$
400 à 1400 nm	$2\ 10^{11}\ W.m^{-2}$	$200\ J.m^{-2}$	$1{,}1\times10^4\ t^{0,25}\ J.m^{-2}$	$2000\ W.m^{-2}$	$2000\ W.m^{-2}$
1,4 à 1000 µm	$10^{11}\ W.m^{-2}$	$100\ J.m^{-2}$	$5600\ t^{0,25}\ J.m^{-2}$	$1000\ W.m^{-2}$	$1000\ W.m^{-2}$

Tableau 1.1 : EMP pour la peau.

Ces EMP sont données relativement à la durée de l'exposition au rayonnement laser[3]. Dans le cas d'un laser impulsionnel, il faut tenir compte également de la cadence de répétition [1.8].

1.1.2.b. Imagerie structurelle et fonctionnelle.

Tailles caractéristiques.

Quelles sont les structures des tissus biologiques que l'on peut espérer résoudre avec une méthode optique ? Les dimensions des constituants apparaissant lors de l'observation d'un tissu biologique sont naturellement reliées à celle de l'échelle d'observation. Ces constituants s'organisent ensemble pour former des structures plus grosses, qui ne deviennent apparentes qu'à une échelle d'observation supérieure. Par exemple, une cellule est constituée d'organites (noyau, mitochondrie, nucléole...) baignant dans le cytoplasme et elle est entourée d'une fine

[3] Notons que si la moindre nocivité du rayonnement électromagnétique dans la fenêtre 700-1300 nm est constamment soulignée dans la littérature scientifique, on peut regretter de ne pas retrouver justement cette caractéristique dans cette norme : les EMP y sont constantes sur la plage 400-1400 nm, négligeant ainsi complètement le fait que l'absorption soit beaucoup plus faible à 1 µm qu'à 400 nm. Il faut aussi noter que les EMP données pour des temps d'exposition <1 ns ont été extrapolées en maintenant constantes les puissances crêtes maximales permises à 1 ns. Cette extrapolation a due être effectuée au vu du nombre trop restreint de témoignages sur l'exposition de la peau à des impulsions subnanosecondes. Pourtant, les dommages en régime nanoseconde sont plutôt liés à l'énergie totale de l'impulsion qu'à sa puissance crête. Il semble que cette norme déjà trop restrictive pour des rayonnements dans la fenêtre thérapeutique, le soit aussi pour des impulsions picosecondes et femtosecondes.

membrane d'environ 75 Å. Les organites sont eux-mêmes formés d'éléments plus petits alors que les cellules se groupent pour constituer des structures plus grandes. Donnons quelques exemples des tailles caractéristiques que l'on retrouve dans un tissu biologique :

- les cellules, de tailles comprises entre 2 et 50 µm. Par exemple, les erythrocytes (globules rouges) ressemblent à des disques biconcaves de 7 µm de diamètre et de 1 µm d'épaisseur au centre contre 2 µm sur les bords,
- les organites (noyaux, mitochondries..) de tailles inférieures,
- les macromolécules, les protéines par exemple, de tailles comprises entre 10 et 100 nm.

À la vue de ces tailles caractéristiques, on constate que les rayonnements optiques ont donc le potentiel de permettre l'observation des tissus biologiques à des niveaux cellulaires, voire subcellulaires. Un tel niveau de résolution ne peut être atteint avec les techniques traditionnelles d'imagerie *in vivo*.

Sources de contraste.

Pour que l'observation soit possible, il faut que le contraste entre les différents constituants soit suffisant. La force de l'imagerie par résonance nucléaire sur l'échographie ultrasonore et la radiographie était justement l'existence d'un contraste prononcé entre tous les tissus du corps humain. Les méthodes optiques présentent l'avantage d'avoir de nombreuses sources de contraste naturelles ou artificielles.

La plus importante de ces sources de contraste, celle qui va permettre l'observation cellulaire ou subcellulaire, provient des variations de l'indice de réfraction entre les différents constituants des tissus biologique. Cette variation va provoquer en retour une rétrodiffusion de la lumière par ces cellules. D'où la source de contraste. Il a été par exemple observé que les mélanocytes, des organites qui peuvent être présents dans les cellules de la peau, rétrodiffusent fortement la lumière vers l'arrière [1.9 Raj]. Ces mélanocytes, de tailles comprises entre 0,6 et 1,2 µm, contiennent la mélanine, le pigment qui donne sa couleur foncée à la peau, d'indice de réfraction 1,7. La différence d'indice élevée de ce pigment par rapport aux autres constituants environnants (le cytoplasme notamment d'indice 1.36) est la source de ce contraste important.

La deuxième source de contraste est l'absorption. Son intérêt principal réside surtout dans sa capacité à fournir une information fonctionnelle. On a par exemple pour le sein une variation de près de 30 % du coefficient d'absorption entre un tissu sain et un tissu cancéreux, pour une radiation à 800 nm [1.5 Gay].

Une autre source de contraste, qui peut apparaître dans certains tissus biologiques, est la biréfringence [1.11 Eve], dans les dents par exemple [1.12 Wan].

On peut aussi tirer des informations, non pas seulement des variations spatiales de la simple constante diélectriques linéaire ($\chi^{(1)}$) du tissu biologique, c'est-à-dire des variations de

l'indice de réfraction et du coefficient d'absorption, mais aussi des fluctuations des tenseurs diélectriques d'ordres supérieurs, tenseurs d'ordre deux et trois, notés respectivement $\chi^{(2)}$ et $\chi^{(3)}$. On peut alors réaliser une imagerie respectivement par génération de second harmonique [1.13-14 Guo] et absorption à deux photons [1.15 Svo].

Informations spectroscopiques et fluorescence.

Les sources de contraste sont non seulement nombreuses pour une longueur d'onde donnée, mais ce contraste varie en plus suivant la longueur d'onde d'illumination. On peut ainsi obtenir des informations fonctionnelles sur les tissus observés, en comparant les réponses obtenues pour différentes longueurs d'onde choisies judicieusement. On peut par exemple obtenir des renseignements sur le degré d'oxygénation ou de vascularisation des tissus [1.16 Jar, 1.17 McB].

La fluorescence induite par absorption à un ou deux photons permet aussi l'obtention de nombreux renseignements fonctionnels, par exemple la concentration ou l'activité de substances fluorescentes endogènes. Des fluorophores peuvent aussi être introduits dans les tissus : un fluorophore tel que l'hématoporphyrine (HDP) se fixe par exemple préférentiellement sur les tissus cancéreux et permet ainsi la révélation de tumeurs [1.7 Sva]. Des mesures du temps de déclin de la fluorescence permettent enfin d'obtenir d'autres renseignements fonctionnels [1.18 Fre].

1.2. Propagation de la lumière en milieu diffusant.

Dans un tissu biologique, le processus dominant qui affecte la propagation du rayonnement électromagnétique dans la fenêtre thérapeutique est la diffusion. L'absorption est, elle, négligeable. Les photons, au cours de leur propagation, sont multidiffusés dans le tissu. Leur parcours est tellement aléatoire qu'ils ne permettent pas de visualiser les structures internes dans le tissu. Pour s'en convaincre, il suffit simplement de regarder le dessus de sa main alors qu'une lampe en éclaire la paume. La main apparaît rougeâtre alors que le squelette de la main n'est pas visible. La couleur rouge est liée naturellement à la plus faible absorption pour les basses fréquences du spectre visible. C'est la diffusion subie par la lumière non absorbée qui brouille totalement l'observation des structures internes. Parmi les cellules constitutives du tissu recouvrant le squelette, nombreuses sont, en effet, celles dont la taille est de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde du rayonnement optique. Nous allons voir que ce sont ces cellules qui sont responsables de l'importance de ce phénomène de diffusion.

Avant de décrire les différentes stratégies employées par les méthodes optiques pour surmonter cet obstacle à l'observation des tissus par voie optique, on va décrire succinctement dans cette section la propagation de la lumière en présence de diffusion. Après un rappel sur la

diffusion de la lumière par une particule sphérique isolée, nous allons présenter brièvement les modèles théoriques utilisés pour la description de la propagation de la lumière dans les tissus biologiques.

1.2.1. Diffusion de la lumière par une particule sphérique isolée.

1.2.1.a. Diffusion Rayleigh et diffusion Mie.

Diffusion Rayleigh.

La diffusion[4] est le processus physique suivant lequel la propagation du rayonnement électromagnétique est perturbée en présence d'un objet, une particule par exemple : de l'énergie est retirée à l'onde électromagnétique incidente pour être redistribuée dans les différentes directions de l'espace. Si la particule est de petites dimensions devant la longueur d'onde du rayonnement, on utilise la théorie établie par L. Rayleigh [1.19 Hul, 1.20 Mey]. L'intensité de l'onde diffusée dépend à la fois de l'angle entre les vecteurs d'onde incident et diffusé et de la polarisation de l'onde. La diffusion Rayleigh est caractérisée par une diffusion qui se fait autant vers l'avant que vers l'arrière.

Diffusion Mie.

La théorie de Rayleigh ne peut plus être utilisée lorsque les dimensions des particules ne sont plus négligeables devant la longueur d'onde du rayonnement. Pour calculer l'intensité de l'onde diffusée, il faut alors tenir compte des effets d'interférence qui vont se produire entre les différentes ondes partielles, issues des différentes parties de la particule. Si cette dernière est sphérique, la théorie décrivant complètement les propriétés du rayonnement diffusé est la théorie de Mie [1.19 Hul, 1.20 Mey].

Le premier paramètre caractérisant la diffusion Mie est le rapport de l'indice de réfraction de la sphère à celui du milieu environnant. On le note **m**. Le second est le *rapport dimensionnel* **q** qui est défini comme le rapport de la circonférence de la sphère à la longueur d'onde du rayonnement dans le milieu environnant la sphère. La diffusion Mie est entièrement déterminée par la donnée de ces deux paramètres. Lorsque q devient suffisamment faible, on retrouve les résultats de théorie de Rayleigh.

Contrairement à la diffusion Rayleigh, la diffusion Mie est plus marquée vers l'avant que vers l'arrière. Cette propriété est de plus en plus accentuée avec une augmentation des dimensions de la sphère (c'est-à-dire avec une augmentation de q). La dépendance angulaire pour la diffusion Mie est aussi de plus en plus compliquée avec une augmentation de q

[4] Le mot diffusion sert aussi en physique à décrire un second phénomène : celui suivant lequel une grandeur physique tend à "s'uniformiser" (diffusion de la chaleur, du son, de l'intensité d'une onde électromagnétique...). La langue anglaise possède, elle, deux mots différents pour distinguer ces deux phénomènes: *"scattering"* pour le premier et *"diffusion"* pour le second.

(cf. fig. 1.2). Comme pour la diffusion Rayleigh, cette dépendance angulaire dépend de la polarisation de l'onde incidente.

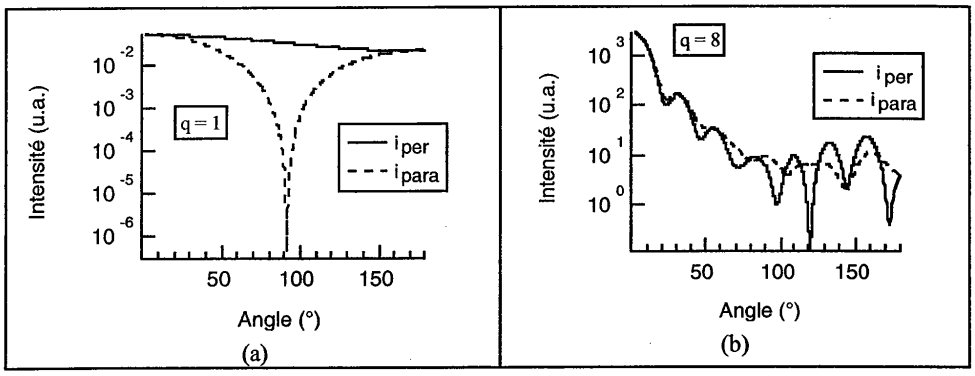


Figure 1.2 : Intensités diffusées en fonction de l'angle θ entre les vecteurs d'onde incident ($\vec{s}$) et diffusé ($\vec{s}'$) pour une goutte d'eau dans l'air pour q=1 (a) et q=8 (b) (cf. fig. 1.3 pour les notations). Les intensités diffusées des ondes polarisées perpendiculairement ou parallèlement au plan ($\vec{s}$, $\vec{s}'$) sont respectivement notées i_{per} et i_{para}.

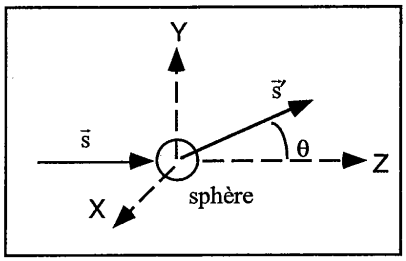


Figure 1.3 : Géométrie de la diffusion. Le vecteur d'onde incident $\vec{s}$ est diffusé sur la sphère dans une direction $\vec{s}'$ faisant un angle θ avec $\vec{s}$.

1.2.1.b. Section efficace de diffusion (σ_s) et facteur d'anisotropie (g).

On définit la section efficace de diffusion Mie d'une particule, σ_s, comme la surface d'une section droite, telle que le flux lumineux incident qui la traverserait serait égal au flux lumineux diffusé dans tout l'espace. Cette quantité rend donc compte de "l'efficacité" d'une particule à diffuser la lumière. Il est pratique d'utiliser la quantité sans dimension suivante, appelée facteur d'efficacité et notée $\mathbf{Q_{scat}}$:

$$Q_{scat} = \frac{\sigma_s}{\pi a^2} \quad , \tag{1.1}$$

avec a le rayon de la particule. Les expressions analytiques de Q_{scat} et σ_s sont données dans l'annexe 1.1.

Une autre grandeur pertinente pour décrire la diffusion du rayonnement par la particule est le facteur d'anisotropie **g**. Son expression analytique est aussi donnée dans l'annexe 1.1. Ce facteur permet de rendre compte du caractère plus ou moins marqué vers l'avant de la diffusion.

Afin de visualiser l'évolution de Q_{scat} et g, en fonction des dimensions de la sphère devant la longueur d'onde, prenons l'exemple d'une sphère de latex immergée dans de l'eau et éclairée par une onde plane, dont la longueur d'onde dans le vide est égale à 800 nm. Les calculs de Q_{scat} et de g sont effectués pour des valeurs croissantes du rayon de cette sphère (cf. annexe 1.1) et les résultats sont portés sur la figure 1.4.

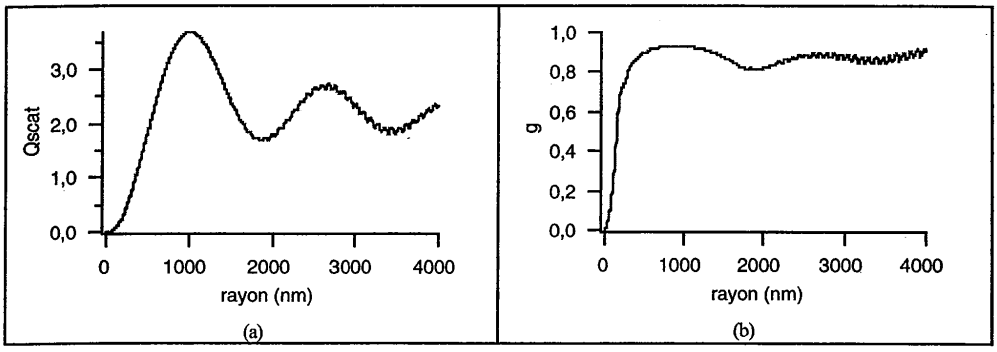


Figure 1.4 : Évolution de Q_{scat} (a) et g (b) en fonction du rayon pour une sphère de latex plongée dans de l'eau et éclairée par une onde plane de longueur d'onde dans le vide égale à 800 nm (n_{latex}=1,59, n_{eau}=1,33).

L'efficacité de la diffusion est maximale pour des dimensions de la sphère qui sont du même ordre de grandeur que celle de la longueur d'onde du rayonnement. Pour des dimensions croissantes du rayon de la sphère, le facteur d'efficacité tend vers deux. Cette valeur limite est celle de l'optique géométrique. Elle s'explique en prenant en compte les effets de la diffraction, de la réflexion et de la réfraction. L'allure de la courbe représentant le facteur d'anisotropie g (cf. fig. 1.4-(b)) illustre, quant à elle, la prédominance de la diffusion vers l'avant quand la particule est de dimension comparable ou supérieure à la longueur d'onde.

1.2.2. Propagation de la lumière dans un milieu constitué de centres diffuseurs répartis aléatoirement.

Considérons maintenant le phénomène de diffusion de la lumière dans le cas où l'on n'a plus une seule particule mais un grand nombre de particules, réparties aléatoirement.

1.2.2.a. Atténuation du rayonnement non diffusé.

Étudions tout d'abord l'évolution de la composante du rayonnement qui n'est pas affectée par la diffusion. Le champ électrique qui lui est associé est appelé champ *cohérent* dans

les théories traitant de la diffusion. On préférera utiliser le terme *non diffusé* dans ce mémoire, afin d'éviter la confusion avec les notions de cohérence temporelle et spatiale que nous utiliserons par la suite.

Au cours de sa propagation à travers un milieu diffusant d'épaisseur ℓ, la puissance du champ électromagnétique non diffusé décroît de manière exponentielle suivant la loi dite de *Beer-Lambert* soit :

$$P = P_o e^{-\mu_t \ell} , \tag{1.2}$$

avec :

$$\mu_t = \mu_s + \mu_a . \tag{1.3}$$

On appelle μ_t, μ_s, et μ_a respectivement coefficient d'extinction total, coefficient de diffusion et d'absorption. Ils s'expriment généralement en cm^{-1}. Les inverses de ces quantités sont appelées respectivement libre parcours moyen d'extinction total, libre parcours moyen de diffusion et libre parcours moyen d'absorption. Ils se notent respectivement ℓ_t, ℓ_s et ℓ_a. Dans les milieux que nous considérerons dans la suite, l'absorption sera négligeable devant la diffusion. Pour caractériser l'atténuation du rayonnement non diffusé, on utilisera la quantité $n\ell_s$, appelée *nombre de libres parcours moyen de diffusion* et égale à :

$$n\ell_s = \frac{\ell}{\ell_s} , \tag{1.4}$$

avec ℓ la distance de propagation dans le milieu diffusant. L'atténuation de la puissance du champ non diffusé est alors donnée par $P = P_o \exp^{-n\ell_s}$.

Pour évaluer la valeur du coefficient de diffusion, μ_s, on est amené à distinguer deux cas. Dans le premier cas, on considère qu'il n'existe pas de relation de phase entre les ondes diffusées par chacune des particules. Une condition nécessaire est que ces dernières soient réparties aléatoirement dans l'espace et quelles se situent chacune à des distances grandes devant la longueur d'onde. On parle alors de *diffusion indépendante*. Dans le cas contraire, on parle de *diffusion dépendante*.

Prenons l'exemple d'un milieu constitué de N centres diffuseurs par unité de volume. Ces centres diffuseurs sont répartis aléatoirement. Pour des faibles valeurs de N, l'hypothèse de diffusion indépendante est vérifiée et le coefficient de diffusion s'écrit alors tout simplement :

$$\mu_s = N\sigma_s , \tag{1.5}$$

avec σ_s la section efficace de diffusion Mie pour une seule particule.

Avec l'augmentation du nombre de centres diffuseurs par unité de volume N, la diffusion devient dépendante [1.21 Ish]. Notons que les effets de diffusion dépendante sont souvent complètement négligés dans les modèles de propagation de la lumière utilisés pour les tissus biologiques.

1.2.2.b. Théorie du transfert radiatif.

On va maintenant s'intéresser à la propagation du rayonnement total (rayonnement diffusé + rayonnement non diffusé) dans le milieu. Il existe deux approches différentes pour décrire cette propagation dans des milieux diffusants aléatoires.

La première repose sur la manipulation des équations de Maxwell. Des quantités statistiques sont alors utilisées pour décrire les fluctuations dans l'espace des constantes diélectriques et du champ électromagnétique. Les théories analytiques ou numériques développées à partir de cette approche ne sont généralement pas utilisées dans le cas de milieux complexes comme le sont les tissus biologiques.

Une autre approche est alors plutôt préférée : la théorie du *transfert radiatif*, qui traite la lumière comme un flux de particules (ou plutôt comme un ensemble de rayons lumineux). Cette approche phénoménologique a été largement utilisée pour étudier la propagation de la lumière dans l'atmosphère et les océans. La *quasi* totalité des mesures des paramètres caractérisant la diffusion de la lumière dans les tissus biologiques ont été effectuées dans le cadre de cette théorie (μ_s, g...). Quelques exemples de valeurs numériques de ces paramètres seront donnés dans un prochain paragraphe (cf. paragraphe 1.2.3).

La grandeur physique traitée par la théorie du transfert radiatif de la lumière est la luminance[5]. On note $L(\vec{r},\vec{s})$ la luminance en $\vec{r}$ dans la direction $\vec{s}$. Elle s'exprime en $Wm^{-2}sr^{-1}$. Considérons par exemple un rayonnement initialement collimaté suivant la direction $\vec{s}$. L'équation générale du transfert radiatif va permettre d'étudier l'évolution de cette luminance dans la direction $\vec{s}$ pour les différents points de l'espace $\vec{r}$ [1.22 Gro, 1.23 Che] soit :

$$\vec{s}.\vec{\nabla}\left(L(\vec{r},\vec{s})\right) = -\left(\mu_a+\mu_s\right) L(\vec{r},\vec{s}) + \mu_s \int_{4\pi} p(\vec{s}',\vec{s}) L(\vec{r},\vec{s}')\,d\Omega' \quad , \tag{1.6}$$

avec $d\Omega'$ l'élément d'angle solide et $p\left(\vec{s}',\vec{s}\right)$ la fonction de phase. La fonction de phase exprime la dépendance angulaire de la diffusion[6]. C'est le rapport, pour une direction incidente

[5] On rappelle que la luminance d'une source est le flux émis dans une direction de l'espace par unité d'angle solide, rapporté à l'aire apparente de la source dans cette direction. C'est la grandeur physique adaptée à l'étude du transport d'énergie par des pinceaux de rayons.

[6] On choisit souvent comme fonction de phase une fonction analytique simple et paramétrable. Signalons, par exemple, la fonction de Henyey-Greenstein où le paramètre ajustable est justement g, le facteur d'anisotropie de la diffusion [1.24 Hen].

$\vec{s}'$, entre l'intensité diffusée dans une direction $\vec{s}$ à l'intensité diffusée dans tout l'espace. La fonction de phase $p(\vec{s}', \vec{s})$ est donc, en fait, la densité de probabilité de diffusion d'une direction $\vec{s}'$ dans la direction $\vec{s}$. Avec cette définition, on comprend maintenant la signification de l'équation (1.6). La variation spatiale de la luminance en $\vec{r}$, dans la direction $\vec{s}$, dépend *d'une part* de la probabilité que le rayonnement soit diffusé ou absorbé (cet effet est traduit par le premier terme à la droite de l'égalité) et *d'autre part* de la probabilité que le rayonnement, qui avait été auparavant diffusé dans une direction $\vec{s}'$, soit de nouveau diffusé et ce dans la direction initiale $\vec{s}$ (c'est le deuxième terme à la droite de l'égalité).

Approximation de la diffusion.

Pour résoudre l'équation du transfert radiatif, l'utilisation de diverses approximations est souvent nécessaire. Un choix possible est, par exemple, de décomposer la partie *diffusée* du rayonnement en une partie isotrope, prépondérante, et une autre partie se propageant parallèlement au faisceau incident [1.22 Gro, 1.23 Che]. On se retrouve dans l'approximation *dite de la diffusion*. On établit ainsi une équation simplifiée pour décrire le transfert radiatif : *l'équation de la diffusion.*

À partir de cette équation, on peut trouver des formules analytiques pour décrire la propagation du rayonnement si les milieux sont de géométrie simple et si l'on connaît les conditions aux limites. La précision des résultats obtenus avec cette approximation dépend de nombreux paramètres comme le rapport entre les coefficients d'absorption et de diffusion ou encore comme la valeur du facteur d'anisotropie de la diffusion [1.22 Gro, 1.23 Che]. Pour pouvoir utiliser les résultats théoriques alors trouvés pour une application expérimentale, il faut naturellement se situer dans un cadre où l'approximation de la diffusion est réellement justifiée. Il faut donc que la diffusion ait été suffisamment importante pour que le rayonnement diffusé soit prédominant et de distribution angulaire uniforme. On considère que cette approximation est valide si la distance moyenne de propagation dans le milieu diffusant pour l'ensemble des photons est supérieure au *libre parcours moyen de diffusion réduit*, noté ℓ_s' et donné par l'expression [1.25 Rud] :

$$\ell_s' = \frac{\ell_s}{(1-g)} . \qquad (1.7)$$

Simulations de Monte-Carlo du transfert radiatif.

Pour étudier la propagation de la lumière dans un milieu diffusant, une méthode alternative à la recherche de solutions analytiques de l'équation du transfert radiatif est de "considérer" la lumière comme "constituée de paquets de photons" dont on va suivre les marches aléatoires dans le milieu diffusant. La détermination successive de ces marches aléatoires va être effectuée en utilisant conjointement des lois statistiques, déduites des caractéristiques de diffusion du milieu, et des nombres aléatoires, générés successivement par ordinateur à l'aide d'algorithmes adaptés. D'où le nom de simulations de Monte-Carlo donné à ces méthodes[7]. Si l'on considère par exemple un paquet de photons après qu'il ait subi sa $n^{ième}$ diffusion, le tirage au sort d'un nombre aléatoire va permettre de calculer la distance sur laquelle il va se propager avant sa $(n+1)^{ième}$ diffusion. On utilise pour ce faire une loi qui relie le nombre aléatoire tiré à la valeur de ℓ_s, le libre parcours de diffusion. Ensuite le tirage de deux autres nombres aléatoires va permettre de déterminer dans quelle direction de l'espace va se propager ce paquet de photons avant sa prochaine diffusion. Les lois utilisées pour déterminer cette direction peuvent dépendre du facteur d'anisotropie g de la diffusion par exemple. On répétera ce même processus jusqu'à ce que des critères d'arrêt choisis *a priori* soient vérifiés (distance de propagation supérieure à une distance limite, sortie du milieu diffusant pour le paquet de photons considéré...). L'avantage des simulations de Monte-Carlo, en plus de leur simplicité, est qu'elles sont adaptables à des situations géométriques diverses. Elles sont par exemple utilisées pour vérifier les solutions analytiques obtenues avec l'approximation de la diffusion dans des configurations géométriques particulières [1.22 Gro]. Une utilisation combinée des méthodes de Monte-Carlo et de l'approximation de la diffusion peut aussi permettre de déduire les coefficients optiques de milieux diffusants, de géométrie donnée, grâce à des mesures expérimentales [1.26 Tua]. Les méthodes de Monte-Carlo sont enfin employées afin d'aider à la compréhension de la nature du signal détecté (lumière mutidiffusée, lumière non diffusée ...) pour différentes méthodes optiques appliquées à l'imagerie dans les milieux diffusants [1.27 Pan, 1.28 Sch, 1.29 Hau].

1.2.3. Grandeurs caractéristiques pour la diffusion de la lumière dans un tissu biologique : valeurs de μ_s et de g.

La plupart des paramètres optiques des tissus biologiques ont été évalués expérimentalement en utilisant la théorie du transfert radiatif. Une compilation exhaustive des valeurs rapportées dans la littérature scientifique a été effectuée par Cheong *et coll.* en 1990 et 1995 [1.23 Che, 1.30 Che]. Les valeurs de μ_s s'étalent entre 500 et 20 cm^{-1} pour l'ensemble des tissus, soit des valeurs de ℓ_s comprises entre 20 et 500 µm. Les valeurs de g sont, elles,

[7] En référence aux jeux de hasard, pratiqués dans les casinos de la principauté du même nom....

comprises entre 0,7 et 0,97. À 790 nm, on trouve par exemple pour la peau du cochon (le derme) une valeur de μ_s égale à 254 cm^{-1}, soit ℓ_s =39 μm, et une valeur de g égale à 0,95, d'où ℓ'_s =780 μm.

1.3. État de l'art des méthodes optiques.

Intéressons nous maintenant à la façon dont on va pouvoir imager dans ces milieux qui diffusent la lumière. Les différentes techniques optiques proposées vont se distinguer les unes des autres, non seulement par la nature du signal qu'elles cherchent à détecter, mais aussi par les différentes stratégies qu'elles mettent en œuvre pour y parvenir.

1.3.1. Nature du signal détecté.

1.3.1.a. Imagerie avec le rayonnement total (reconstruction).

Une analyse globale du signal lumineux provenant du milieu diffusant peut être entreprise pour reconstruire l'image de ce milieu en utilisant un modèle théorique adéquat [1.31 Yam, 1.32 Heb, 1.33 Gél]. On se place généralement dans un cadre expérimental où l'approximation de la diffusion de la théorie du transfert radiatif est justifiée. On choisit ensuite de décrire le tissu biologique à l'aide d'une géométrie simplifiée, un modèle en couches par exemple. Formules analytiques et/ou simulations de Monte-Carlo peuvent alors être employées. Les mesures expérimentales de l'intensité du rayonnement transmis ou réfléchi peuvent être résolues temporellement et/ou spatialement. L'emploi conjugué d'impulsions ultracourtes et de détecteurs ultrarapides permet par exemple d'obtenir la résolution temporelle, alors que l'emploi de fibres optiques permet une résolution spatiale. On cherche à reconstruire la cartographie des coefficients de diffusion et d'absorption grâce à l'analyse de ces mesures. La limitation de ces méthodes est liée à la difficulté de trouver un modèle qui soit réellement adapté aux tissus biologiques dont la structure est complexe.

1.3.1.b. Imagerie avec le rayonnement non diffusé.

À l'opposé, on peut chercher à former une image en utilisant uniquement le rayonnement non diffusé (non diffusé dans le cas d'une imagerie en transillumination ou diffusé une seule fois vers l'arrière dans le cas d'une imagerie en rétrodiffusion). On veut alors ne détecter que les photons dits *balistiques*, dont la propagation obéit au principe de Fermat : le trajet qu'ils suivent pour aller d'un point à un autre est tel que leur temps de parcours est extrémal. Ils se propagent donc en ligne droite dans un milieu homogène et suivent des trajectoires plus ou moins courbées s'il existe des gradients d'indice. C'est en utilisant uniquement ces photons balistiques que l'on peut obtenir des images de grande résolution. Dans le meilleur des cas, on peut même espérer atteindre la limite de diffraction. Le succès de ces méthodes dépend de leur capacité ou non à

produire des images uniquement avec ces photons balistiques. Nous présenterons justement dans les prochains paragraphes différentes méthodes utilisées pour "éliminer" efficacement les autres photons. Notons que cette approche ne peut être envisagée que pour des épaisseurs de tissus biologiques qui restent faibles. Si l'on considère par exemple un tissu biologique typique qui serait caractérisé par un libre parcours moyen de diffusion (ℓ_s) égal à 75 µm, la puissance du rayonnement non diffusé va être atténuée d'un facteur $0{,}6.10^6$ sur une distance aussi courte que 1 mm. Ces techniques se limitent donc à une configuration d'imagerie en rétrodiffusion : le signal non diffusé va être trop faible pour que l'on puisse espérer le détecter après la traversée d'une quelconque partie du corps humain.

1.3.1.c. Imagerie avec le rayonnement faiblement diffusé.

Comme la détection du signal balistique n'est possible que sur quelques millimètres, la seule alternative possible pour réaliser l'image de tissus biologiques épais, comme le sein par exemple, est de chercher à récupérer des photons diffusés qui auront suivi des trajectoires proches de celles des balistiques. Ces photons sont souvent appelés photons *serpentiles* (*"snakes"* en anglais) dans la littérature scientifique consacrée à l'imagerie en milieu diffusant. On préférera dans la suite du mémoire utiliser le terme de photons *diffusés vers l'avant*. L'intérêt de chercher à détecter ce type de photons est naturellement lié au caractère très fortement marqué vers l'avant de la diffusion dans les tissus biologiques. Un grand nombre de photons vont donc conserver la "mémoire" de la direction initiale du rayonnement au cours de leur propagation et ce malgré les diffusions qu'ils peuvent subir. On peut donc espérer réaliser avec eux des images en transillumination avec une résolution qui n'est pas trop dégradée. Suivant l'écart que l'on tolère entre les longueurs de leur trajectoire dans le milieu et celles des photons balistiques, le niveau de signal détecté ainsi que la résolution de l'image obtenue vont varier. Un compromis doit être trouvé.

Quand on cherche à réaliser une image, soit uniquement avec les photons balistiques, soit avec, en plus, les photons diffusés vers l'avant, il faut les "séparer" des autres photons. Différents principes physiques vont permettre de sélectionner les rayonnements formés par les "différents" photons. On va distinguer la sélection du front d'onde (sélection spatiale), la sélection du temps de parcours (sélection par porte temporelle) ou de la phase (sélection par cohérence temporelle[8] et/ou spatiale) et enfin la sélection de la polarisation. Les différentes techniques optiques d'imagerie des tissus biologiques utilisent souvent de manière combinée ces différentes sélections. Cette particularité explique les nombreux renvois qui seront effectués entre les différents paragraphes qui vont suivre.

[8]Signalons, dès maintenant, que la sélection de la phase avec une source à faible longueur de cohérence temporelle s'avère en fait être l'équivalent d'une sélection du temps de parcours mais ce "de manière indirecte".

1.3.2. Sélection du front d'onde (sélection spatiale).

1.3.2.a. Microscopie confocale (imagerie point par point en rétrodiffusion).

Le microscope confocal est l'instrument optique qui permet la réalisation d'une imagerie point par point en rétrodiffusion dans un tissu biologique, en sélectionnant le rayonnement par son front d'onde. Il a été inventé dans les années 1950 par Martin Minsky, le père de l'intelligence artificielle, afin de pouvoir observer les connexions entre les cellules nerveuses du tissu cérébral. Une telle observation est impossible avec un microscope classique. En effet, à la lumière provenant du plan d'observation, situé à une profondeur donnée dans le tissu, s'ajoute la lumière provenant de plans situés aux autres profondeurs. L'image résultante est donc floue et de faible contraste et ce même pour des profondeurs d'observation très faibles. Pour pouvoir observer les tissus dans leur profondeur, l'idée de la microscopie confocale est de chercher à ne récupérer que la lumière provenant du plan d'observation. Pour ce faire, on focalise fortement la lumière sur un petit élément de volume grâce à un objectif de microscope. Le point central de cet élément de volume est ensuite conjugué par le même objectif sur un trou très fin, disposé devant un détecteur. Les dimensions de ce trou sont ajustées de manière à laisser passer la lumière provenant du petit élément de volume tandis que la *quasi* totalité de la lumière provenant des autres parties du tissu biologique est stoppée par le diaphragme (cf. fig. 1.5).

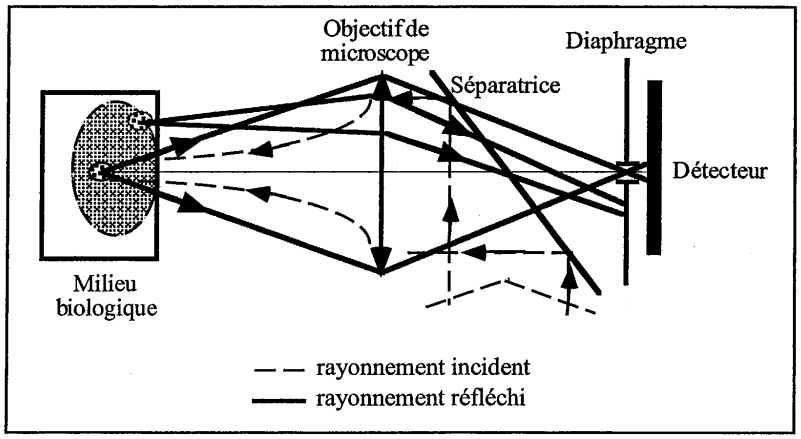


Figure 1.5 : Schéma illustrant le principe de la microscopie confocale. Le rayonnement incident est focalisé sur un petit volume du tissu biologique, mais du fait de la multidiffusion de la lumière, la zone éclairée dans le tissu est beaucoup plus large (zone ombrée sur le schéma). Le point de focalisation est imagé par l'objectif de microscope sur un trou placé devant un détecteur. De cette manière, seul le rayonnement provenant du point de focalisation illumine de manière non négligeable ce détecteur.

En procédant à un balayage latéral point par point du faisceau d'illumination sur le tissu, on peut ainsi effectuer une image 2D du plan d'observation. Les résolutions transversale et

longitudinale obtenues dépendent de la valeur de l'ouverture numérique de l'objectif de microscope. L'observation d'autres profondeurs dans le tissu biologique est possible en déplaçant longitudinalement le microscope confocal par rapport à la surface du tissu biologique.

Deux types différents de microscopes confocaux opérant à cadence vidéo sont actuellement développés.

Le premier type de microscope est appelé microscope confocal laser à balayage (CLSM pour "Confocal Laser Scanning Microscope" en anglais) : un faisceau laser focalisé balaye rapidement l'échantillon, grâce à un système de miroirs galvanométriques et/ou de polygones tournants et une image 2D est ainsi acquise à cadence vidéo pour une profondeur donnée de l'échantillon. Un avantage de cette méthode est de disposer d'une densité de puissance élevée en un point de l'échantillon : une image de fluorescence induite par absorption à deux photons peut ainsi être réalisée [1.15 Svo, 1.18 Fre]. Parmi les applications du CLSM à l'imagerie de tissus biologiques, on compte naturellement, vu l'historique de son invention, l'observation des cellules nerveuses du tissu cérébral, mais aussi l'observation *in vivo* de la cornée, de la chambre antérieure et du cristallin d'un œil humain en temps réel [1.34 Mas]. Signalons aussi l'imagerie *in vivo* du derme et de l'épiderme de la peau humaine [1.9 Raj] où l'observation des cellules de tailles comprises entre 5 et 10 µm a pu y être réalisée avec une résolution spatiale transversale de 0,5 à 1 µm et une résolution spatiale longitudinale de 3 à 5 µm (en profondeur)[9] avec l'utilisation d'objectifs de microscope d'ouvertures numériques supérieures à 0,7. La profondeur limite d'observation dans la peau humaine est actuellement de 350 µm à $\lambda \approx 1$ µm [10]. Se pose notamment le problème de la diffusion de la couche superficielle située à la surface de la peau (la kératine) et de la diffusion des fibres du tissu connectif et des papilles dermiques (les saillies coniques, orientées du derme vers l'épiderme, qui renferment les terminaisons nerveuses et vasculaires). Notons qu'une adaptation d'indice est nécessaire pour la réalisation de ces images.

Un autre type de microscope confocal utilisant, cette fois, une simple source de lumière blanche est aussi développé. De ce choix, il résulte le double avantage d'un moindre coût et la possibilité de réaliser des images en couleurs. Avec cette source spatialement incohérente, on procède à des mesures en parallèle pour les différents points du plan d'observation. Un disque rotatif, percé de multiples trous, permet d'éclairer un grand nombre de points dans le tissu. Ces trous servent aussi à récolter la lumière rétrodiffusée (l'image de ce disque est formée sur une caméra CCD). Pour éviter les problèmes de diaphonie entre les différents pixels de l'image, il faut normalement que ces trous soient suffisamment espacés et on n'utilise alors qu'environ 0,5 à 1 % de la puissance de la source. Un système astucieux, proposé par R. Juskaitis et

[9] Une résolution longitudinale moins bonne conduirait indirectement à une baisse de la qualité des images obtenues : on pourrait en effet alors détecter des signaux provenant en même temps des parois avant et arrière de certaines cellules.

[10] Cette profondeur de pénétration augmente linéairement avec la longueur d'onde d'illumination [1.9 Raj].

T. Wilson, permet par contre d'utiliser plus de 25 % de cette puissance grâce à une répartition particulière des trous et à un traitement informatique, opéré à la cadence vidéo, des données recueillies par la caméra [1.35 Jus].

Nous verrons que de nombreuses méthodes optiques d'imagerie point par point en milieu difusant, dont le principe premier n'est pas la sélection par front d'onde, utilise cette sélection en complément pour éliminer plus efficacement la lumière diffusée.

1.3.2.b. Filtrage spatial (imagerie 2D en transillumination).

On peut aussi utiliser le principe de la sélection par front d'onde, lorsque que l'on réalise une image directement à 2D en transillumination. Après leur traversée du tissu biologique, les rayons lumineux constituant le rayonnement multidiffusé vont sortir avec pratiquement toutes les inclinaisons possibles. À l'aide d'un filtrage spatial, un diaphragme placé au foyer d'une lentille par exemple, on va pouvoir éliminer une grande partie de ce rayonnement diffusé qui n'apporte pas directement d'informations sur le tissu observé (cf. fig. 1.6). Le rayonnement peu diffusé et le rayonnement balistique, qui passent au contraire à travers le diaphragme vont permettre de former une image 2D du tissu sur une caméra CCD. Il faut naturellement adapter la taille du diaphragme, c'est-à-dire adapter l'ouverture du système optique, à la résolution de l'image que l'on souhaite obtenir. Des images de mires test avec des pas aussi fins que 500 µm ont pu ainsi être réalisées à travers un milieu diffusant liquide d'épaisseur 5,5 cm (Intralipid à 2,5 %) par Wang *et coll.* grâce à une sélection par filtrage spatial et à l'utilisation d'une caméra CCD refroidie[11] [1.36 Wan].

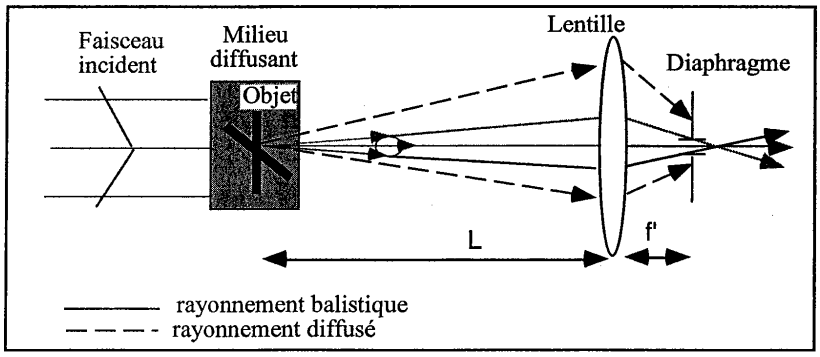


Figure 1.6 : Schéma illustrant le principe de la sélection par filtrage spatial pour l'imagerie 2D en transillumination. Seuls les rayons émergents du milieu diffusant avec une inclinaison faible autour de la direction de propagation incidente vont passer à travers un diaphragme placé dans le plan focal de la lentille.

[11] La puissance du signal détecté sur la caméra était 10^{10} fois plus faible que la puissance du signal incident sur le milieu diffusant (la valeur de cette puissance n'est pas communiquée dans l'article).

1.3.3. Sélection du temps de propagation (sélection par porte temporelle).

Une autre sélection possible est la sélection par porte temporelle. Elle a été rendue possible avec l'avènement des lasers impulsionnels. Examinons le cas où une impulsion laser ultracourte est envoyée à travers un milieu diffusant (cf. fig. 1.7). La distribution des temps de sortie des photons va dépendre naturellement du chemin qu'ils auront parcouru dans le milieu. Les photons balistiques vont d'abord sortir ; ensuite viendront les photons qui auront été faiblement diffusés autour des trajectoires suivies par les balistiques ; puis cela sera le tour de ceux qui auront suivi des trajectoires de plus en plus longues. L'idée est de ne récupérer le signal lumineux que durant un temps limité. En adaptant la durée et la position de cette porte temporelle, on va pouvoir détecter soit uniquement les photons balistiques, soit les photons faiblement diffusés, soit même un rayonnement qui aura déjà subi une diffusion conséquente. Une porte temporelle longue permet la vision à travers une épaisseur de milieu diffusant importante mais la résolution décroît en conséquence. Un compromis est à trouver suivant l'épaisseur du milieu diffusant.

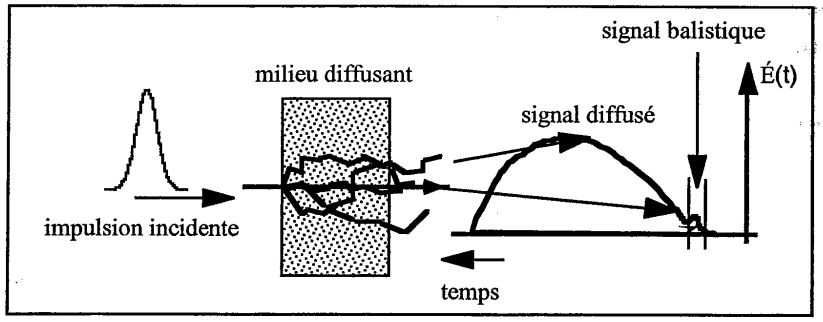


Figure 1.7 : Sélection par porte temporelle.

Le développement des méthodes de sélection par porte temporelle a été motivé à l'origine pour imager le sein en transillumination. Dans ce cas, il est nécessaire de récupérer des photons diffusés pour espérer détecter un signal. Comme la résolution doit néanmoins rester subcentimétrique pour que ces méthodes optiques puissent être une alternative vraiment intéressante à la mammographie X, les impulsions et les portes temporelles utilisées ne doivent pas avoir des durées qui excèdent quelques dizaines de picosecondes (rappelons que la lumière parcourt une distance de 5 mm dans l'eau en 22 ps). Pour réaliser des portes temporelles aussi courtes, différents dispositifs ont été proposés. On distingue ceux reposant sur une détection électronique ultrarapide, de ceux qui utilisent des phénomènes non linéaires.

1.3.3.a. Systèmes de détection électronique ultrarapide : caméras à balayage de fente.

Les caméras à balayage de fente permettent la mesure sur un point, voire sur une ligne pour certains modèles, de l'éclairement d'un signal lumineux en fonction du temps, avec une résolution temporelle de quelques picosecondes. Des dispositifs expérimentaux utilisant de telles caméras ont été proposés, dès le début des années 1990, pour démontrer la faisabilité d'une imagerie du sein en transillumination grâce à sélection par porte temporelle [1.37 Yoo, 1.38 Heb, 1.39 Das]. En utilisant un laser à colorant de puissance moyenne 5 mW, émettant à la cadence de 82 MHz des impulsions de 100 fs à 620 nm, l'équipe d'Alfano a par exemple réussi à distinguer un morceau de gras de poulet épais de 2,5 mm et large de 7 mm, caché dans un morceau de poitrine de poulet épais de plus de 4 cm [1.39 Das]. La porte temporelle réalisée avec la caméra à balayage de fente était de 20 ps. Avec un faisceau laser focalisé en un spot de 1 mm, l'image était acquise, sur une ligne, point après point avec un déplacement de l'échantillon. Une limitation de cette méthode est le temps d'acquisition de l'image.

1.3.3.b. Phénomènes optiques non linéaires optiques.

Une alternative pour réaliser la porte temporelle ultrarapide est l'utilisation de phénomènes non linéaires du troisième ordre, comme l'effet Kerr et l'amplification Raman stimulé, ou du deuxième ordre, comme le doublage de fréquence (SHG pour *"Second Harmonic Generation"*) ou l'amplification paramétrique optique (APO en français ou OPA en anglais pour *"Optical Parametric Amplification"*).

Ces différentes méthodes reposent sur un principe commun : une "corrélation" entre deux impulsions grâce à leur propagation simultanée dans un milieu non linéaire. L'impulsion signal, après sa traversée du milieu diffusant, est mélangée à une impulsion de puissance crête élevée, l'impulsion pompe. Grâce à une ligne à retard, on peut ajuster le décalage temporel entre ces deux impulsions. L'impulsion pompe induit un phénomène non linéaire dans un gaz, un liquide ou un cristal. Seule la partie de l'impulsion signal présente à cet instant dans le milieu non linéaire va être affectée par le processus non linéaire. Sa puissance peut par exemple être très fortement augmentée, de telle manière que sa contribution au signal total soit prédominante (cf. fig. 1.8). Cette méthode d'amplification sélective du signal peut être réalisée par amplification Raman stimulée ou par amplification paramétrique optique. Le processus non linéaire peut aussi modifier la polarisation du faisceau signal (effet Kerr). Enfin, les ondes signal et pompe peuvent créer une troisième onde de fréquence et/ou de polarisation différente qui va porter l'information sur le tissu (SHG et APO).

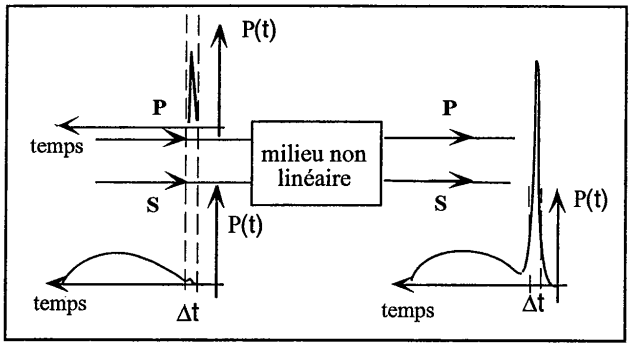


Figure 1.8 : Réalisation de la porte temporelle par amplification. Le mélange dans un milieu non linéaire de l'impulsion pompe (notée P) avec l'impulsion signal (notée S) après sa traversée du milieu diffusant provoque une amplification sélective dans le temps de la puissance de l'impulsion signal.

Effet Kerr.

Le principe de la porte temporelle par effet Kerr repose sur une variation de la polarisation de l'onde signal qui est induite par l'onde pompe. L'onde signal traverse successivement le milieu diffusant puis deux polariseurs croisés. Un milieu Kerr est placé entre ces deux polariseurs. La transmission de ce système (milieu Kerr + polariseurs) est nulle dans des conditions normales, mais sous l'illumination d'une onde pompe de forte puissance, une biréfringence temporaire est induite dans le milieu Kerr. La transmission du système devient alors non nulle et une image du milieu diffusant peut être observée sur une caméra CCD. On peut ainsi obtenir directement une image à deux dimensions. En utilisant deux polariseurs de calcite et une cellule de verre de 1 cm de long remplie de disulfure de carbone (CS_2), Wang *et coll.* [1.36 Wan] ont ainsi réalisé une porte Kerr présentant une transmission de près de 10 % avec un taux d'extinction de l'ordre de 10^{-5} pour un rayonnement à 1,054 µm. La durée de cette porte temporelle est reliée à celle des impulsions pompes de 8 ps, obtenues par le doublage de fréquence des impulsions à 1,054 µm [12]. Cette porte Kerr est utilisée dans leur expérience en complément d'un filtrage spatial. Nous avons déjà présenté dans un paragraphe

[12] La durée de l'ouverture de la porte Kerr dépend de la largeur temporelle de l'impulsion pompe, mais aussi de l'origine physique de l'effet Kerr dans le matériau utilisé. Cette origine peut être variée : déformation du nuage électronique, réorientation moléculaire... Par exemple, si l'effet Kerr est lié à une excitation non résonante du nuage électronique, le temps de réponse du matériau peut être aussi court que 10^{-13} s [1.40 Bré]. Mais, pour réaliser une porte temporelle efficace, il faut non seulement que l'ouverture de la porte soit aussi courte que possible mais encore que la transmission de l'ensemble constitué de la cellule Kerr et des polariseurs croisés soit aussi la plus grande possible. Il faut donc que le matériau présente un effet Kerr suffisamment important pour que la biréfringence induite permette une rotation de la polarisation de l'onde suffisante pour assurer une transmission élevée à travers le second polariseur. Le disulfure de carbone est un matériau qui satisfait à cette seconde exigence. Par contre, comme la biréfringence induite dans le CS_2 est provoquée par un effet rotationnel affectant les molécules, un temps est nécessaire à la relaxation de leur orientation après le passage de l'impulsion pompe. Ce temps de relaxation est de l'ordre de grandeur de la picoseconde.

antérieur les résultats obtenus uniquement avec ce filtrage spatial, sans l'adjonction de la porte Kerr (cf. 1.3.2.b). Le contraste des images (mires de pas 500 µm) est amélioré d'un facteur 2 lorsque cette porte temporelle s'ajoute au filtrage spatial. Pour des détails plus gros, cette amélioration apportée par la porte temporelle est moins marquée. Une limite de la porte temporelle par effet Kerr est liée aux pertes importantes (ici 90 %).

Effet Raman stimulé.

La porte temporelle peut aussi être réalisée par effet Raman stimulé, c'est alors le gain du processus Raman, qui permet d'extraire le signal peu diffusé du bruit de multidiffusion. La puissance du faisceau pompe va être transférée à ce faisceau signal. L'avantage de cette méthode est son gain d'amplification élevé. En 1993, des images avec une résolution de 250 µm ont été ainsi réalisées avec des impulsions de 30 ps à 683 nm, après la traversée d'un milieu diffusant liquide de 24 ℓ_s (24 libres parcours moyens de diffusion) [1.41 Mah]. L'énergie des impulsions était de 250 µJ, le gain Raman supérieur à 10^6 et 3 s étaient nécessaires pour acquérir l'image (moyenne effectuée sur 16 impulsions).

Doublage de fréquence et amplification paramétrique optique .

Une autre façon de réaliser la porte temporelle est l'utilisation de phénomènes non linéaires du second ordre dans des cristaux non linéaires : SHG ou APO. La principale différence entre ces deux processus est qu'au contraire de l'APO, la SHG ne peut pas permettre d'amplifier le signal. Certaines des méthodes utilisant l'APO et la SHG procèdent par un balayage point par point, d'autres par la réalisation directe d'images à deux dimensions.

En 1991, l'équipe d'Alfano a proposé un système d'imagerie point par point en transillumination où la "corrélation" entre les impulsions signal et pompe est obtenue par doublage de fréquence [1.42 Yoo]. Dans cette expérience, le rayonnement laser de puissance moyenne 5 mW, constitué d'impulsions de 100 fs à 620 nm, est séparé en deux parties : l'onde pompe et l'onde signal. L'onde signal traverse le milieu diffusant avant d'atteindre un cristal non linéaire. Dans ce cristal, le mélange de l'onde signal avec l'onde pompe crée une onde de fréquence double qui est détectée par un photomultiplicateur. Le taux de répétition suffisamment élevé des impulsions (6,5 kHz) permet de réaliser une mesure de ce signal par démodulation synchrone avec l'utilisation conjointe d'un obturateur périodique ("*chopper*") cadencé à 1 kHz et placé avant le milieu diffusant. On peut ainsi détecter de faibles signaux. Une mire de pas de 2 mm placée au centre d'un milieu diffusant liquide de 28 ℓ_s a ainsi pu être imagée (temps de mesure par point non communiqué).

Toujours en transillumination et avec des impulsions de 100 fs à 800 nm, un système d'imagerie point par point a aussi été réalisée à l'Institut d'Optique en 1995. C'est le processus d'APO qui était alors utilisé, procurant un gain pour l'onde signal de 10^4. Une image d'une mire de pas 1 mm a pu ainsi être obtenue à travers un milieu diffusant liquide de 20 ℓ_s avec des impulsions incidentes dont l'énergie était de l'ordre du millijoule (temps de mesure par point >10 s) [1.43 Wat].

La limitation première de ces deux dernières méthodes est le temps d'acquisition élevé de l'image lié au balayage point par point. Une alternative est la réalisation directe d'images 2D grâce au mélange trois ondes dans le milieu non linéaire.

En utilisant des impulsions de 5 mJ à 1,06 µm, à la cadence de 10 Hz et de 35 ps de durée, Faris et Banks ont par exemple réalisé en 1994, grâce à l'APO, des images 2D avec une résolution transversale de 700 µm à travers un milieu diffusant liquide de 25 ℓ_s [1.44 Far]. Le temps d'acquisition de l'image était de 100 s.

La résolution transversale ces dernières images est limitée, mais il a été démontré, dès 1993 par E. Lantz *et coll.*, que des accords de phase particuliers dans les cristaux non linéaires pouvaient les améliorer [1.45 Lan].

Des images 2D en transillumination ont été réalisées avec de tels accords de phase à travers des milieux diffusants, en utilisant des impulsions picosecondes [1.46-47-48 Dev, 1.49-50-51-52 Tol]. Une résolution spatiale transversale aussi bonne que 20 µm a pu ainsi être obtenue à travers un milieu diffusant liquide de 18 ℓ_s (35 ps, 1,06 µm, 10 Hz, 30 mJ) [1.48 Dev]. Plus récemment, la même équipe a pu produire, toujours grâce à ce processus d'APO en régime picoseconde, une image d'une croix, formée par des fils entrecroisés de 9 mm de large, à travers un morceau de poulet d'une épaisseur de 4 cm (temps d'acquisition de l'image de 20 s) [1.52 Tol].

Notons pour conclure ce paragraphe que les méthodes d'imagerie par porte temporelle ont été, jusqu'à présent, généralement réalisées pour la transillumination (le but poursuivi étant notamment une application pour la mammographie). Peu d'expériences ont été réalisées en configuration de rétrodiffusion, Yan *et coll.* ont néanmoins, dès 1992, réalisé des images 2D en configuration de rétrodiffusion par doublage de fréquence, l'emploi d'impulsions femtosecondes permettant alors d'obtenir la résolution en profondeur dans le milieu diffusant [1.53 Yan]. Par doublage de fréquence d'impulsions à 620 nm, de durée 80 fs et d'énergie 0,5 µJ, des images d'un caractère opaque, un V de 2 mm de haut et de 500 µm de large, ont pu ainsi être produites avec une résolution en profondeur de 30 µm alors que ce caractère était caché derrière une cuve de 10 mm remplie d'une solution aqueuse de billes de latex (nombre de libres parcours moyens non communiqué dans l'article).

1.3.4. Sélection de la phase.

Une autre méthode possible est de sélectionner le rayonnement grâce à sa phase. On réalise pour cela une *mesure interférométrique* en utilisant des sources lumineuses de *faibles longueurs de cohérence temporelle et/ou spatiale.*

1.3.4.a. Sélection par cohérence temporelle.

Pour sélectionner "temporellement" le signal, on peut utiliser une source lumineuse possédant un spectre large et réaliser une mesure interférométrique. Contrairement à la méthode de la porte temporelle, la source lumineuse peut alors être indifféremment continue ou impulsionnelle : il suffit seulement que son spectre en fréquences temporelles soit large.

Considérons l'interféromètre de Michelson de la figure 1.9. Le rayonnement lumineux est séparé en deux parties égales par la lame séparatrice : une onde signal et une onde référence. Sur chacune des deux voies de l'interféromètre, les ondes sont réfléchies par des miroirs. Elles sont ensuite mélangées à la surface d'une photodiode.

On peut considérer, pour simplifier et saisir le principe de la sélection par cohérence temporelle, que la source émet une succession de trains d'onde qui n'ont aucune relation de phase entre eux. Leur durée est d'autant plus courte que le spectre de la source est large. On définit la *longueur de cohérence temporelle,* notée ℓ_c, comme le produit de cette durée par la vitesse de la lumière dans le vide. Les ondes signal et référence ne vont interférer que si elles ont parcouru un même chemin optique, à la longueur de cohérence temporelle près. En effet, si la différence entre les chemins optiques des ondes signal et référence est supérieure à la longueur de cohérence temporelle, les trains d'onde référence voient des trains d'onde signal avec lesquels ils n'ont pas de relation de phase (cf. fig. 9). Le déphasage entre les deux ondes fluctue donc aléatoirement dans le temps à la surface du détecteur et comme le récepteur quadratique procède à une intégration temporelle, les deux ondes n'interfèrent pas[13]. Si les chemins optiques des deux ondes sont par contre "adaptés" (c'est-à-dire si leur différence est inférieure à la longueur de cohérence temporelle), il y a interférence et nous présenterons dans les prochains paragraphes différentes méthodes possibles pour mesurer ce signal d'interférence.

[13] Si la réponse d'un détecteur optique pouvait être instantanée, il y aurait par contre interférence.

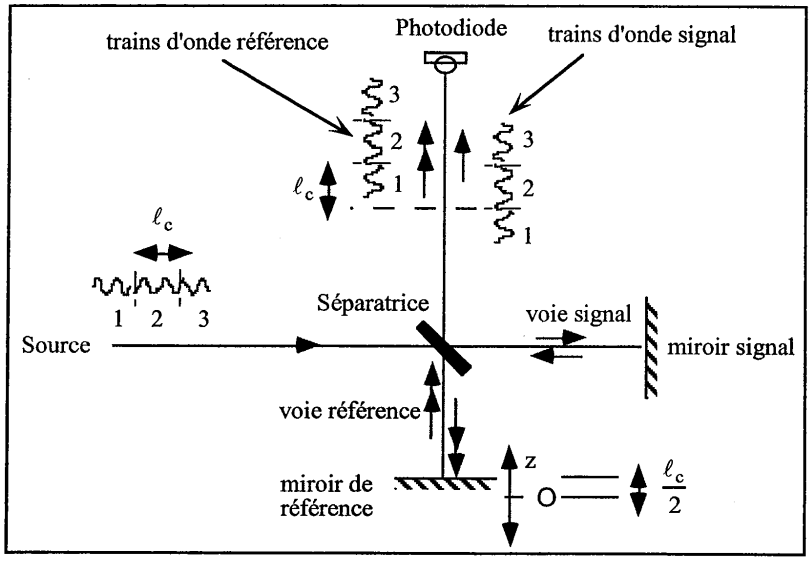


Figure 1.9 : Interféromètre de Michelson. On considère que la source émet une succession de trains d'onde (par exemple ceux notés ici 1, 2 et 3) n'ayant aucune relation de phase les uns avec les autres. Un déplacement du miroir de la voie référence de ℓ_c / 2 entraîne une variation de l'écart en chemin optique entre les voies référence et signal de ℓ_c. Les trains d'onde signal et référence n'ont alors plus aucune relation de phase entre eux : il n'y a pas interférence.

Une autre façon de se représenter simplement cette sélection par cohérence temporelle est de considérer l'état d'interférence pour *chacune* des fréquences temporelles composant le spectre de la radiation : en tenant compte du temps d'intégration du détecteur, long devant la période de l'onde optique, on a, pour chaque fréquence du spectre, un éclairement É proportionnel à :

$$\acute{E}(z,\sigma) \propto E_{Ro}^2 + E_{So}^2 + 2E_{Ro}E_{So}\cos(2\pi\sigma(2z)) \quad , \tag{1.8}$$

où z est le déplacement du miroir de référence par rapport à la position pour laquelle les chemins optiques parcourus par les deux ondes sont égaux, E_{Ro} et E_{So} sont respectivement les champs scalaires électriques référence et signal et σ est le nombre d'onde. Si la largeur $\Delta\sigma$ du spectre est suffisamment importante pour que $2\pi\Delta\sigma(2z)$ devienne proche de π, on comprend qu'il n'y a pas de phénomène d'interférence observable : tous les états d'interférence possibles coexistent et se brouillent mutuellement. La sélection temporelle est donc d'autant plus importante que $\Delta\sigma$ est grand.

Considérons toujours la configuration expérimentale schématisée sur la figure 1.9, et prenons l'exemple d'un rayonnement lumineux qui possède une répartition spectrale relative

d'enveloppe gaussienne (cf. fig. 1.10). La variation du courant délivré par la photodiode en fonction de z (le déplacement du miroir référence) est alors, elle aussi, d'enveloppe gaussienne (cf. annexe 1.2). Elle est proportionnelle à :

$$i(z) \propto E_{Ro} E_{So} \cos(2\pi\sigma_o(2z)) \exp\left(\frac{-\pi^2 \Delta\sigma^2 (2z)^2}{4 \ln 2}\right), \qquad (1.9)$$

avec $\Delta\sigma$ la largeur à largeur à mi-hauteur en nombre d'onde du spectre, σ_o le nombre d'onde central, E_{Ro} et E_{So} sont respectivement les champs scalaires électriques signal et référence. On appelle *fonction d'appareil* cette courbe : c'est la réponse de l'instrument de mesure pour un réflecteur ponctuel. La largeur à mi-hauteur de l'enveloppe supérieure de la fonction d'appareil est égale à la demi-longueur de cohérence temporelle ℓ_c qui est donnée par l'expression (cf. annexe 1.2) :

$$\ell_c = \frac{4 \ln 2 \ \lambda_o^2}{\pi \ \Delta\lambda} . \qquad (1.10)$$

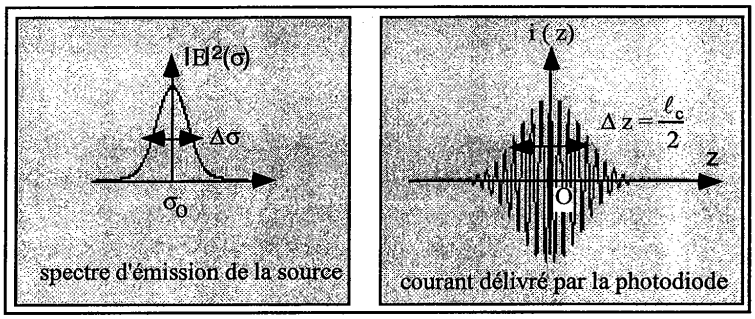


Figure 1.10 : Répartition spectrale relative en puissance d'allure gaussienne de la source (à gauche) et la fonction d'appareil qui lui correspond (à droite).

Pour donner un ordre de grandeur, pour une source lumineuse centrée à 850 nm, de 19 nm de largeur de spectre à mi-hauteur, la longueur de cohérence est de ≈33 µm, soit une résolution longitudinale égale à ≈17 µm dans l'air. Le sélection temporelle ainsi réalisée est "équivalente" à celle que l'on aurait obtenue avec une porte temporelle de 110 fs. Notons que pour obtenir la résolution dans le tissu biologique, et non pas dans l'air, il faut la diviser par l'indice du tissu, généralement de l'ordre de grandeur de 1,3 (dans le cas d'un tissu constitué majoritairement d'eau).

Parmi les différentes méthodes reposant sur la sélection par cohérence temporelle, on va distinguer les méthodes qui opèrent en rétrodiffusion, de celles qui opèrent en transillumination.

On va distinguer aussi celles où l'image est obtenue directement à deux dimensions, de celles où elle est acquise point par point.

Imagerie point par point en rétrodiffusion.

OCT.

Une des méthodes de sélection par porte temporelle, qui a produit le plus de résultats, opère en configuration de rétrodiffusion et l'image est acquise point par point. Un faisceau, spatialement cohérent et focalisé sur l'échantillon, est rétrodiffusé aux différentes profondeurs dans le tissu biologique (cf. fig. 1.11). Pour chaque position du miroir de la voie référence, on détecte un signal d'interférence proportionnel à la racine carré de la puissance du rayonnement qui aura été rétrodiffusée dans une tranche située à une profondeur telle que les faisceaux référence et signal aient parcouru le même chemin optique, à la longueur de cohérence près. L'épaisseur de la tranche du milieu observée sera donc égale à la demi-longueur de cohérence temporelle. Ceci détermine la résolution spatiale longitudinale (dans la profondeur) d'une telle méthode. Comme en déplaçant le miroir de référence, on sonde différentes tranches du milieu, on donne le nom de *tomographie optique cohérente* aux techniques d'imagerie utilisant ce principe (*OCT* pour "Optical Coherence Tomography").

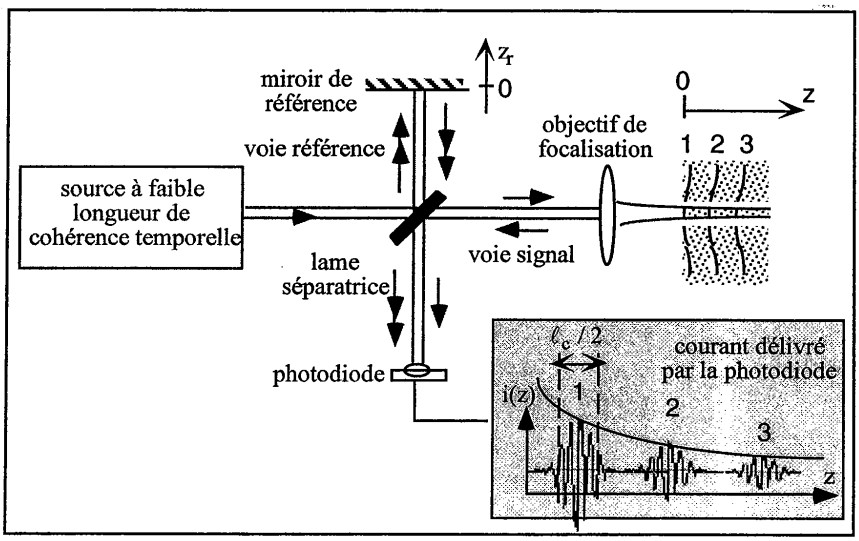


Figure 1.11 : Schéma de principe de l'OCT. En observant les variations du signal électrique, on peut ainsi repérer différentes structures (par exemple ici celles notées respectivement 1, 2 et 3 sur le schéma).

Pour un point de la surface, le courant délivré par la photodiode en fonction de z est proportionnel à :

$$i(z_r) \propto \int_{z=0}^{\infty} \sqrt{R_s(z)}\ \exp\left(\frac{-\pi^2 \Delta\sigma^2 (2(z-z_r))^2}{4 \ln 2}\right) \cos\left(2\pi\sigma_o \times 2(z-z_r)\right) dz\ , \qquad (1.11)$$

avec $R_s(z)$ le facteur de réflexion en puissance du tissu, pour une abscisse z, et $2(z\text{-}z_r)$ la différence en chemin optique entre les faisceaux référence et signal.

Cette technique a été proposée dès 1991 pour la réalisation d'images *in vivo* dans des tissus biologiques [1.54 Hua]. Les progrès effectués depuis sont tels que cette technique est présentée comme pouvant actuellement prétendre à prendre place à côté des autres méthodes traditionnellement employées en milieu hospitalier [1.55 Rei]. Alors que les méthodes ultrasonores utilisées par les médecins permettent au mieux une résolution spatiale d'environ 100 µm, les techniques OCT rendent, elles, possible l'obtention de résolutions spatiales meilleures que la dizaine de micromètres. L'OCT ouvre donc de nouvelles perspectives pour l'imagerie *in vivo* du corps humain.

Une image OCT est généralement réalisée de la manière suivante. On déplace d'abord le miroir de la voie référence alors que le faisceau d'illumination éclaire un point donné de la surface du tissu biologique (cf. fig. 1.11). On obtient ainsi une coupe en profondeur du tissu. Un balayage point par point du faisceau signal est ensuite effectué le long d'une ligne sur la surface du milieu. L'image 2D finale est donc de même nature que celle obtenue par échographie ultrasonore : on visualise le tissu dans un plan perpendiculaire à la surface.

Alors que la résolution longitudinale, c'est-à-dire la résolution dans la profondeur, est liée à la longueur de cohérence temporelle de la source utilisée, la résolution transversale dépend, elle, de l'optique de focalisation. Cette dernière est généralement choisie de manière à ce que les résolutions spatiales transversale et longitudinale soient sensiblement égales, typiquement une dizaine de micromètres pour une technique classique d'OCT. Pour obtenir une telle résolution, il suffit que le faisceau d'illumination signal soit faiblement focalisé sur le tissu. L'avantage est que le faisceau reste alors collimaté sur toute l'épaisseur d'observation (1 à 2 mm). La résolution spatiale transversale est donc préservée sur la totalité de cette profondeur, sans qu'il soit nécessaire d'effectuer, en parallèle au déplacement du miroir de la voie référence, un déplacement de l'optique de focalisation.

Un grand avantage de la technique OCT réside dans la possibilité de réaliser un appareillage de faibles dimensions. Un interféromètre fibré peut ainsi être utilisé alors que des diodes superluminescentes, sources faiblement cohérentes temporellement mais cohérentes spatialement, présentent le double avantage d'un faible coût et d'un encombrement minime.

De plus, la détection des signaux rétrodiffusés sur les tissus biologiques, de niveaux très faibles, est possible pour les techniques d'OCT grâce à une mesure qui est presque toujours effectuée sur le *mode hétérodyne*. Ce mode de détection sera décrit plus en détails dans le chapitre 3. Brièvement, indiquons déjà qu'une détection hétérodyne est possible si un décalage

en fréquence ou une modulation de la phase de l'un des deux faisceaux, signal ou référence, entraîne une modulation du signal d'interférence à cette fréquence de décalage ou de modulation. Un filtrage du signal électrique fourni par le détecteur autour de cette fréquence est alors effectué. Ce mode de détection permet par exemple de détecter des signaux rétrodiffusés d'une puissance aussi faible que 5.10^{-10} de la puissance d'un faisceau signal incident de 20 µW, soit des signaux détectés aussi faibles que 10 fW [1.54 Hua]. La dynamique est alors de plus de 90 dB. On rappelle que la dynamique mesure le rapport entre la plus petite puissance détectable par l'instrument, P_{min}, à la plus grande, P_{max}, au travers de la relation $10 \log_{10}(P_{max} / P_{min})$.

Depuis 1991, l'amélioration principale des techniques OCT a concerné l'augmentation de la cadence d'acquisition. Comme une image est acquise d'abord sur une ligne dans la profondeur du tissu, c'est donc sur la technique provoquant la variation du chemin optique parcouru par le faisceau référence que les progrès ont été surtout apportés. Cette technique doit permettre une variation rapide, continue et précise du chemin optique, avec une cadence de répétition la plus élevée possible et sur une distance de l'ordre de deux millimètres environ. Différentes approches ont été proposées et adaptées : un étirement de la fibre optique constituant le bras référence[14] [1.54 Hua], un déplacement mécanique rapide du miroir de la voie référence [1.56 Swa], la traversée par le faisceau référence d'un morceau épais de verre tournant [1.57 Su, 1.58 Bal], la rotation d'un miroir galvanométrique transformée en une variation du chemin optique de la voie référence grâce à l'action de deux autres miroirs et d'une lentille [1.59 Win], ou enfin une méthode inspirée des techniques de contrôle temporel des impulsions femtosecondes [1.60 Tea, 1.61 Rol]. Cette dernière méthode repose sur le principe suivant : l'image du spectre des fréquences temporelles du faisceau référence, dispersées après diffraction sur un réseau, est formée dans le plan focal d'une lentille où un miroir galvanométrique tournant permet de contrôler la phase des différentes fréquences. Comme une variation linéaire de la phase dans le domaine spectral correspond à un décalage dans le domaine temporel, la variation rapide du délai optique par rotation du miroir galvanométrique est ainsi réalisée. Cette méthode a permis en 1998 la réalisation d'images de 250 par 250 pixels, dans un plan perpendiculaire à la surface du tissu, à une cadence aussi élevée que 16 images par seconde [1.61 Rol].

L'OCT permet désormais l'observation *in vivo* à cadence vidéo de certaines parties du corps humain. Citons notamment l'observation dans leur profondeur des différents éléments constituants un œil humain : la cornée, le cristallin, l'iris et la rétine [1.62 Swa]. L'établissement de diagnostics pour des maladies comme le glaucome ou la rétinopathie diabétique grâce à la réalisation d'images OCT est aussi envisagé. L'intégration d'un appareillage OCT dans un endoscope permet aussi l'observation des muqueuses de l'estomac, de l'œsophage, du pharynx

[14] La fibre optique est enroulée autour d'une céramique piézo-électrique soumise à une tension variable dans le temps, qui entraîne une variation dans le temps de sa longueur.

et du larynx [1.63 Tea, 1.64 Ser, 1.65 Rol]. La détection de carcinomes en développement est ainsi rendue possible : alors que la structure en couches de la muqueuse est bien marquée pour les tissus sains, elle n'apparaît pas clairement dans le cas de tissus cancéreux [1.64 Ser]. La visualisation des différentes couches constituant la peau humaine (le strateum corneum, l'épiderme et le derme) est aussi possible, ainsi que le repérage de certaines organes particuliers comme les vaisseaux [1.65 Rol]. Signalons enfin que des systèmes OCT ont été aussi adaptés pour l'imagerie dentaire [1.66 Col] et l'imagerie des vaisseaux sanguins (OCT Doppler) [1.67 Bar].

OCT haute résolution .

Afin de réaliser des images OCT avec une résolution meilleure que la dizaine de micromètres, l'équipe de J. Fujimoto du M.I.T. a développé une source laser femtoseconde centrée autour de 800 nm produisant des impulsions aussi courtes que 5 fs [1.68 Dre]. La largeur du spectre d'émission de la source est alors d'environ 350 nm. Une résolution longitudinale aussi bonne que 1 µm va donc être possible dans un tissu biologique. Des images, sur une profondeur d'environ 700 µm, d'un têtard ont été ainsi réalisées avec une puissance incidente moyenne de l'ordre de 1 mW sur le tissu. Un objectif d'ouverture numérique de 0,3 a été utilisé. Afin de préserver la résolution transversale de 3 µm sur l'épaisseur totale d'observation, neuf images OCT différentes ont dû être acquises pour neuf positions différentes de l'objectif de focalisation. Ces neuf images ont été ensuite fusionnées manuellement pour former l'image finale [1.68 Dre].

OCM.

Plutôt que de réduire la longueur de cohérence temporelle de la source utilisée, une autre voie pour l'amélioration de la résolution spatiale est l'utilisation conjointe de la microscopie confocale et de l'OCT. Cette méthode est alors désignée sous le terme de microscopie optique cohérente (OCM) [1.69 Iza, 1.70 Sch, 1.71 Iza, 1.72 Bea]. La différence avec l'OCT réside dans l'optique de focalisation, qui possède une ouverture numérique plus importante. Un déplacement de cette optique est alors indispensable durant l'acquisition de l'image.

J. M. Schmitt a proposé une méthode où l'objectif de focalisation couplé solidairement à la fibre optique, constituant le bras signal de l'interféromètre de Michelson, se déplace perpendiculairement à la surface du tissu biologique à la vitesse de 4 mm/s [1.70 Sch]. D'autres configurations existent, où l'on déplace simultanément optique de focalisation et miroir de la voie référence. Des images d'un pouce, de très bonnes qualités, ont été ainsi réalisées sur une profondeur de 1 mm, avec un objectif d'ouverture numérique 0,4 [1.71 Iza]. Les papilles dermiques apparaissent clairement. Une adaptation d'indice et une méthode de réduction du

speckle[15] avec une photodiode quatre quadrants [1.73 Sch] contribuent à la qualité de ces images. La limite de cette méthode est, pour l'instant, la limitation de la vitesse d'acquisition des images : 20 secondes sont ainsi nécessaires pour réaliser l'image avec cette méthode du fait du déplacement trop lent de l'optique de focalisation.

Pour produire des images OCM à haute cadence, une stratégie d'acquisition d'images identique à la microscopie confocale peut aussi être utilisée. Les images 2D sont alors produites pour des plans parallèles à la surface, avec une position donnée de l'optique de focalisation et non plus pour des plans perpendiculaires à la surface. Un système de miroirs galvanomètriques permet de balayer la surface du tissu pour réaliser l'image 2D. Des images OCM d'un embryon de drosophile avec une résolution axiale de 2 µm et une résolution transversale de 0,4 µm ont été ainsi produites récemment par Beaurepaire *et coll.* avec un objectif de microscope à immersion dans l'eau (×60 , N.A.=0,9) [1.72 Bea]. Un trou fin était disposé devant le détecteur comme pour la microscopie confocale et l'image était réalisée en moins de 3 s.

Imagerie 2D en rétrodiffusion.

Holographie .

La sélection par cohérence temporelle peut aussi permettre la réalisation, toujours en rétrodiffusion, d'images *directement à deux dimensions* sans la nécessité d'un balayage point par point. La capacité à produire des images à cadence vidéo peut être ainsi facilitée.

L'holographie avec une source à faible longueur de cohérence temporelle a, par exemple, été appliquée dans le cas de la rétrodiffusion pour l'imagerie 2D dans un milieu diffusant [1.77-78 Hyd, 1.79-80 Jon]. Comme pour les techniques d'OCT vues précédemment, le faisceau signal diffracté vers l'arrière par une structure située à une certaine profondeur dans le milieu diffusant va interférer avec le faisceau référence. Cette interférence ne va se produire que si les chemins optiques que les deux faisceaux ont parcourus sont égaux, à la longueur de

[15] Le speckle est provoqué par la variation de phase aléatoire qui affecte le rayonnement du fait de la diffusion. Il apparaît du fait de la grande cohérence spatiale du faisceau d'illumination. L'origine de ce speckle (de cette variation de phase aléatoire donc) est multiple. *D'une part*, du rayonnement multidiffusé dans le milieu, en amont de la structure observée, peut ressortir du milieu après avoir parcouru le même chemin optique, que la lumière rétrodiffusée "simplement" sur la structure observée ("simplement" dans le sens "une seule fois"). Ce signal est donc détecté puisqu'il est cohérent temporellement avec le faisceau référence [1.74 Yad, 1.75 Pan]. Il n'apporte pas par contre d'informations sur la structure observée. Une autre origine du speckle apparaissant sur les images, peut être liée à de la lumière qui est d'abord diffusée de nombreuses fois vers l'avant, puis est rétrodiffusée sur la structure observée, avant d'effectuer le trajet inverse. Cette lumière, qui a parcouru un chemin très proche de celui de la lumière simplement rétrodiffusée peut aussi être détectée. Une dernière origine du speckle va être liée à la taille du volume d'observation. Comme celui-ci peut être de dimension plus grande que la taille d'un simple diffuseur, le signal "simplement diffusé" va en fait être constitué de plusieurs "composantes" présentant des phases différentes : le signal rétroréfléchi sur la paroi d'une cellule va avoir par exemple une phase différente du signal rétroréfléchi sur la paroi d'une autre cellule située très proche de la première. D'où une nouvelle source de bruit de speckle. La dégradation des images OCT ou OCM du fait du speckle a été mis en évidence notamment par J. M. Schmitt [1.76 Sch] qui a proposé différentes techniques de réduction de ce speckle qui soient adaptées à l'OCT : utilisation de plusieurs sources d'illumination avec des longueurs d'onde centrales différentes, techniques de traitement d'images ou encore une détection multi-points (photodiode quatre quadrants) [1.73 Sch].

cohérence temporelle de la source près. Un matériau approprié (matériau photoréfractif, émulsion photographique....) va permettre l'enregistrement de cette figure d'interférence, dont le pas va dépendre de l'inclinaison relative entre les deux faisceaux. Dans le cas où le matériau holographique ne nécessite pas de développement pour révéler l'hologramme, on va pouvoir former directement une image de la structure observée sur une caméra CDD. Pour ce faire, l'hologramme enregistré est éclairé par un troisième faisceau, dit de lecture, qui peut provenir d'une autre source lumineuse. Ce faisceau est diffracté par le réseau d'indice constituant l'hologramme. L'information sur le tissu observé va alors être portée sur le premier ordre de diffraction du faisceau de lecture sur l'hologramme. On va pouvoir observer l'image formée par ce faisceau diffracté sur une caméra CCD, grâce à un système d'imagerie adapté. Si le support holographique utilisé permet un rafraîchissement suffisamment rapide des hologrammes inscrits, une imagerie en temps réel est donc possible. En faisant varier le déphasage temporel entre les faisceaux référence et signal, on va pouvoir observer les différentes structures situées aux différentes profondeurs dans l'échantillon.

Après des premiers travaux où des cristaux photoréfractifs efficaces mais relativement lents étaient utilisés pour enregistrer les hologrammes [1.77-78 Hyd], l'équipe de P. French a pu produire des images 2D à cadence vidéo grâce à l'utilisation de matériaux photoréfractifs à structure à puits quantiques [1.79-1.80 Jon]. Les résolutions spatiales transversale et longitudinale étaient respectivement de 100 µm et 60 µm. Éclairée avec un faisceau laser impulsionnel infrarouge de 500 mW de puissance moyenne, une mire test a pu ainsi être observée avec ces résolutions alors qu'elle était cachée dans un milieu diffusant liquide de plus de 13 ℓ_s pour l'aller et le retour (billes de latex de 0,46 µm de diamètre dans de l'eau, g=0,72) [1.80 Jon]. Les auteurs de l'article ont constaté que le rapport signal à bruit des images décroît avec l'augmentation du caractère diffusant des solutions aqueuses de billes de latex, mais que les résolutions spatiales sont par contre préservées. Ils soulignent aussi que les performances de leur système sont artificiellement accrues avec l'utilisation d'un milieu diffusant liquide à la place d'un milieu solide fixe. Quel que soit le milieu utilisé, liquide ou solide, des photons multidiffusés peuvent en effet ressortir du milieu diffusant au même instant que les photons rétrodiffusés (ou rétroréfléchis) sur la structure que l'on souhaite observer. Ils peuvent donc contribuer dans une certaine part à la formation de l'hologramme. Dans le cas d'un milieu liquide, du fait du mouvement brownien incessant des billes (cf. 2.4.1.b), les franges d'interférence liées à cette lumière multidiffusée vont être brouillées et donner une contribution moyenne proche de zéro pour la formation de l'hologramme. Il suffit pour cela que le temps d'enregistrement de l'hologramme soit suffisamment long par rapport au temps de décorrélation des figures de speckle (cf. paragraphe 2.4.1.b). Dans le cas où le milieu est solide et complètement immobile, un tel effet de moyenne à zéro n'est pas possible. L'image peut alors être brouillée par des photons multidiffusés.

Avec un milieu diffusant solide de 8,6 ℓ_s en aller et retour, la résolution des images qu'ils obtiennent décroît jusqu'à une résolution spatiale transversale de 600 µm lorsque le milieu est solide [1.80 Jon]. Une amélioration de la résolution spatiale transversale peut, par contre, être obtenue jusqu'à la valeur de 460 µm si le milieu solide est agité de façon manuelle avec des mouvements désordonnés. La contribution de la lumière diffusée à la formation de l'hologramme est ainsi diminuée. Une autre solution pour résoudre ce problème de la multidiffusion est d'employer une source qui soit aussi spatialement incohérente, en plus de son incohérence temporelle (cette sélection par la cohérence spatiale sera expliquée dans un prochain paragraphe). Leur expérience est actuellement transformée dans ce sens [1.81 Ans].

Imagerie 2D en transillumination.

La sélection par cohérence temporelle peut être enfin utilisée pour réaliser une imagerie 2D en transillumination à travers un milieu diffusant. Notons que l'on ne peut pas dans ce cas chercher à détecter uniquement le rayonnement non diffusé. Il serait trop faible. On va voir que ces techniques, reposant uniquement sur la sélection temporelle, vont permettre de réaliser une imagerie avec le rayonnement diffusé vers l'avant. La cohérence spatiale des sources utilisées doit alors être suffisamment importante pour détecter de manière cohérente les photons diffusés vers l'avant qui auront subi des légers décalages latéraux.

Holographie numérique.

La technique d'holographie à faible longueur de cohérence temporelle a été utilisée pour cette imagerie en transillumination. Contrairement au cas de la rétrodiffusion, il ne s'agissait pas d'une méthode d'holographie classique mais d'une méthode d'holographie numérique. Quelle technique désigne-t-on sous cette appellation ? Dans ce cas, les faisceaux signal et référence interfèrent directement sur une caméra CCD. La figure d'interférence est enregistrée et transférée sur un ordinateur. On a ainsi enregistré une sorte d'hologramme virtuel. Le spectre des fréquences spatiales de cette figure d'interférence, de cet hologramme virtuel donc, est obtenu à l'aide d'un algorithme de transformation de Fourier numérique (FFT). Un filtre est ensuite appliqué, afin de ne conserver que la partie du spectre des fréquences spatiales liée à l'objet observé. Une transformation de Fourier inverse permet alors de restituer l'image finale. La procédure de filtrage et de transformation de Fourier inverse reproduit en fait simplement, de manière numérique, le processus de formation d'une image par holographie classique.

Avec une source de longueur de cohérence temporelle de 45 µm, Chen *et coll.* ont appliqué cette méthode au cas de la transillumination, à travers un milieu diffusant liquide constitué d'eau et de billes de latex (500 nm de diamètre) [1.82 Che]. Des fils de 1 mm de diamètre ont pu être observés grâce à l'holographie numérique alors qu'ils demeuraient

invisibles en vision directe[16]. Une moyenne sur 25 images était effectuée, afin de réduire le speckle apparaissant sur les images.

La limitation de cette méthode était, d'après ses auteurs, liée à un bruit fixe dans le temps que l'on ne pouvait éliminer par intégration temporelle. Des imperfections spatiales du faisceau référence pouvaient en être à l'origine. Ils ont donc proposé ultérieurement une méthode pour y remédier : une méthode d'holographie différentielle [1.83 Nau], inspirée des techniques d'imagerie où les parties mobiles dans des milieux diffusants sont rendues visibles[17] grâce à la soustraction de figures de speckle enregistrées à des instants différents dans le temps [1.84 Bri, 1.85 Nau]. Comment ont-ils appliqué cette méthode pour imager un tissu biologique avec leur système d'holographie numérique à faible longueur de cohérence temporelle ? Ils réalisent deux hologrammes à 1 s d'intervalle (une durée supérieure au temps de décorrélation des figures de speckle pour un tissu biologique[18]). La soustraction de ces deux figures de speckle permet l'élimination du bruit statique. L'information portée par le rayonnement diffusé vers l'avant reste sur l'image obtenue par soustraction. Notons que si une composante non diffusée subsistait dans l'image, elle serait aussi éliminée après soustraction. Pour valider cette méthode, des fils entrecroisés de 1,25 mm de diamètre ont été placés devant un morceau de poulet de 1,3 cm d'épaisseur [1.83 Nau]. La cohérence temporelle de leur source rendait alors leur système équivalent à une porte temporelle de 450 fs. L'image obtenue par différence de deux hologrammes, enregistrés successivement à 1 s d'intervalle, permet d'observer nettement les fils. Le contraste de l'image et la résolution sont augmentés en procédant à une accumulation de plusieurs images obtenues par différence. Le speckle est alors réduit. Malgré ces résultats, il ne semble pas que cette méthode ait été développée plus avant suite à ces travaux réalisés en 1995.

D'autres méthodes d'imagerie en transillumination avec sélection par cohérence temporelle ont été aussi proposées. Elles reposent sur des techniques de mesures interférométriques, où les algorithmes utilisés pour extraire la partie cohérente de l'image sont encore plus simples que pour l'holographie numérique.

Autres méthodes de mesures interférométriques .

Chiang *et coll.* [1.86-87 Chi] ont par exemple proposé en 1993 une méthode interférométrique avec une simple diode superluminescente comme source d'illumination

---

[16] La concentration en billes de latex n'est pas donnée dans l'article.

[17] Si l'on observe un milieu diffusant fixe, une figure de speckle stationnaire apparaît. Si, dans ce milieu des parties sont animées de mouvements plus rapides que leur environnement (le sang dans une veine ou une artère par exemple), la partie correspondante sur la figure de speckle va varier plus rapidement. L'enregistrement puis la soustraction de deux figures de speckle décalées dans le temps permet donc de faire apparaître les zones animées des mouvements les plus rapides : les parties les moins mobiles vont apparaître sombres sur l'image à l'opposé des parties mobiles apparaissant plus claires.

[18] Ce temps de décorrélation est donné dans l'article comme inférieur à 20 ms.

(λ_c=830 nm, P=3 mW). Sa longueur de cohérence temporelle de 37 µm procure une sélectivité temporelle de 120 fs. Le tissu biologique est placé dans un bras d'un interféromètre de Mach-Zehnder. Différentes figures d'interférence entre l'onde référence et l'onde signal ayant traversé le tissu sont acquises les unes après les autres. Alors que durant le temps d'acquisition d'une image (5 ms), la relation de phase entre les deux ondes est stable, elle fluctue aléatoirement d'une image à l'autre (vibrations mécaniques, fluctuations d'indice de l'air, micro-mouvements du tissu ...). C'est cette instabilité temporelle *a priori* indésirable qui va en fait permettre d'extraire l'image cohérente temporellement grâce à un algorithme simple utilisant les différentes images d'interférence stockées numériquement[19]. Cette méthode présente donc l'avantage de nécessiter un interféromètre de construction fort simple, puisque non stabilisé, et d'une source lumineuse de faible coût. La seule contrainte est de disposer d'une caméra possédant une dynamique élevée. Avec une caméra CCD 14 bits, l'observation d'un objet de largeur 1,2 mm (os de poulet) situé au centre d'un tissu diffusant de 15 mm (muscle de poulet) est ainsi rendue possible grâce à ce système (temps de mesure non communiqué) [1.87 Chi]. Ces performances obtenues en 1996 pourraient *a priori* encore être augmentées avec l'utilisation d'une caméra CCD de plus grande dynamique.

1.3.4.b. Sélection par cohérence spatiale.

La sélection du signal non diffusé peut aussi être effectuée grâce à une mesure interférométrique réalisée, cette fois, avec une source spatialement incohérente[20]. Imaginons qu'un faisceau de très faible longueur de cohérence spatiale est séparé en deux. Une partie éclaire un objet dont on réalise l'image sur une caméra CCD. L'autre partie du rayonnement, le faisceau référence, illumine la caméra CCD sans passer par l'objet. Une interférence entre ces deux faisceaux ne va être possible que si ces deux faisceaux ne sont pas décalés latéralement d'une distance supérieure à la longueur de cohérence spatiale. Si l'on imagine maintenant que l'objet est placé dans un milieu diffusant, on comprend que les photons multidiffusés qui vont nécessairement subir un décalage spatial ne vont pas contribuer au phénomène d'interférence. En 1991, Leith *et coll.* [1.88 Lei] ont proposé ce type de sélection pour réaliser une imagerie en

[19] Une moyenne, effectuée avec les différentes images enregistrées, permet d'obtenir, tout d'abord, le bruit de fond lié au signal incohérent temporellement. Une soustraction de ce bruit de fond de chacune des images enregistrées permet alors d'obtenir pour chaque pixel, de chacune des différentes images, une valeur proportionnelle à la fois à l'amplitude du champ signal cohérent temporellement, mais aussi au cosinus du déphasage entre les champ signal et référence. On réalise alors une moyenne des valeurs absolues de ces différentes valeurs, pour chaque pixel. Puisque la phase entre les deux ondes fluctue de manière aléatoire entre chaque image, la valeur moyenne de la valeur absolue du cosinus du déphasage est égale à $2/\pi$ pour chaque pixel de l'image. On obtient donc une valeur moyenne seulement proportionnelle à la valeur du champ cohérent temporellement et ce indépendamment du déphasage relatif. L'instabilité de l'interféromètre est donc paradoxalement une qualité : elle permet la réalisation de cette mesure.

[20] La cohérence spatiale de la source caractérise la capacité à interférer pour des champs électriques issus d'endroits différents de la source lumineuse.

transillumination. Un objet placé entre deux dépolis n'était alors pas visible directement sur la caméra. Par contre, après extraction de la partie cohérente de l'image grâce à une technique d'holographie numérique, l'objet devient clairement reconnaissable. Notons que cette méthode est particulièrement sensible aux aberrations que pourraient subir les faisceaux référence ou signal. De plus, cette méthode est, en fait, peu adaptée à la réalisation d'images en transillumination à travers un tissu biologique Dans ce cas, on cherche plutôt à récupérer le rayonnement diffusé vers l'avant pour réaliser l'image plutôt que le rayonnement non diffusé qui n'est pas détectable si le milieu est trop épais.

La sélection par cohérence spatiale est par contre adaptée à la réalisation d'images en rétrodiffusion. Elle peut par exemple être combinée avec la sélection par cohérence temporelle. C'est l'objet du paragraphe suivant.

1.3.4.c. Sélection par cohérence temporelle et spatiale.

OCT et OCM 2D.

Une source, à la fois incohérente spatialement et temporellement, a été utilisée par l'équipe de C. Boccara pour réaliser des expériences d'OCT 2D [1.89 Bea] et d'OCM 2D [1.90 Dub]. Si, en utilisant le terme d'OCT, on fait souvent allusion aux techniques d'OCT point par point (cf. paragraphe 1.3.4.a), le principe de la tomographie optique cohérente peut tout aussi bien être appliqué à la réalisation directe d'images en deux dimensions. L'idée est alors de sélectionner le rayonnement grâce à des mesures interférométriques, qui vont être réalisées en parallèle sur les différents pixels d'une caméra CCD. Un système de détection synchrone multiplex original, à l'origine développé pour réaliser des mesures de profilométrie [1.91 Gle], a été utilisé à cette fin [1.89 Bea, 1.90 Dub]. La très faible cohérence temporelle permet de sélectionner le signal qui provient d'une tranche très fine de l'échantillon et d'éliminer pour une grande part le signal multidiffusé vers l'arrière. La sélection par la cohérence spatiale permet de parachever cette sélection (les photons "décalés spatialement" ne participent pas à la formation de la figure d'interférence). Des images des cellules d'un oignon ont pu ainsi être obtenues par Beaurepaire *et coll.* jusqu'à une profondeur de 350 µm environ avec une résolution spatiale transversale de 2 µm [1.89 Bea] (objectif de microscope d'ouverture numérique 0,25 et de grandissement ×10). La résolution en profondeur, liée pour cette expérience à la cohérence temporelle, est de 8 µm. Cette résolution a pu être augmentée avec un schéma expérimental modifié par Dubois *et coll.* jusqu'à des valeurs inférieures au micromètre grâce à l'utilisation d'un objectif de plus grande ouverture numérique [1.90 Dub]. La résolution longitudinale est alors liée à la sélection par front d'onde, alors que la sélection par cohérence temporelle est toujours nécessaire, car elle permet d'éliminer plus efficacement la lumière qui ne provient pas

du plan d'observation. Cette technique est alors équivalente à une technique d'OCM (cf. paragraphe 1.3.4.a) mais avec la réalisation d'images directement à 2 dimensions.

1.3.5. Sélection de la polarisation.

Finissons cette revue par une dernière sélection possible : la sélection de la polarisation. Après avoir subi un certain nombre de diffusions, le rayonnement lumineux va perdre la mémoire de sa polarisation initiale. Ce nombre dépend de la nature de cette polarisation initiale (circulaire, linéaire, elliptique), de la forme des particules et aussi de leur taille devant la longueur d'onde du rayonnement.

Citons pour illustrer ce phénomène une expérience réalisée par Demos *et coll.* [1.91 Dem], où une impulsion incidente de polarisation rectiligne et d'une durée de 5 ps est envoyée à travers une cuve de 5 cm remplie de billes de latex et d'eau. L'évolution temporelle du degré de polarisation du rayonnement en sortie de cuve a été mesurée grâce à l'utilisation d'une caméra à balayage de fente et d'un polariseur. Diverses expériences réalisées avec des billes de tailles différentes montrent que le degré de polarisation devient nul après une durée d'environ 100 ps quel que soit la taille de ces billes. L'acquisition de deux images, l'une sur la polarisation parallèle à la polarisation du rayonnement incident, l'autre sur la polarisation croisée, puis enfin leur soustraction permet donc l'obtention d'une image équivalente à celle que l'on aurait eue avec une sélection par porte temporelle de 100 ps.

Toujours en transillumination, d'autres méthodes d'imagerie avec sélection de la polarisation ont été aussi proposées avec des sources continues [1.92 Sch, 1.93 Hor, 1.94 Emi]. Le principe repose sur une variation temporelle de la polarisation incidente associée à un système de détection synchrone. Seul le rayonnement ayant préservé la polarisation initiale peut ainsi être théoriquement détecté. Ce type de sélection peut aussi être réalisé conjointement avec une sélection de la phase par cohérence.

Pour clore ce chapitre, soulignons que vu le nombre très élevé de techniques optiques différentes développées pour l'imagerie en milieu diffusant, cet état de l'art est loin d'être exhaustif.

Les deux méthodes d'imagerie étudiées dans le cadre de cette thèse opèrent toutes deux en configuration de rétrodiffusion. La méthode proposée dans le chapitre suivant repose sur l'amplification paramétrique d'images 2D en régime femtoseconde alors que le dernier chapitre est consacré à une expérience d'OCT point par point.

Bibliographie du chapitre 1

[1.1 Gau] R. Gaughan, "New approaches to early detection of breast cancer make small gains", Biophotonics, September, 48 (1998).

[1.2 Aub] F. Aubert et J. P. Laissy, "Radiologie et imagerie médicale" (P.U.F., 1995).

[1.3 Fin] M. Fink, "Images ultrasonores", Revue du palais de la découverte **18,** n°179, 35 (1990).

[1.4 Cut] M. Cutler, "Transillumination as an aid in the diagnosis of breast lesions", Surg. Gynecol. Obstet. **48,** 721 (1929).

[1.5 Gay] S. K. Gayen and R. R. Alfano, "Sensing lesions in tissues with light", Opt. Exp. **4,** 476, (1999), http://epubs.osa.org/opticsexpress.

[1.6 Hal] G. M. Hale and M. R. Query, "Optical constants of water in the 200-nm to 200-μm wavelength region", Appl. Opt. **12,** 555 (1973).

[1.7 Sva] K. Svanberg et S. Svanberg, "Le laser en médecine", La Recherche **24,** 686 (1993).

[1.8] NF EN 60825, Janvier 1992 (diffusé par l'Union Technique de l'Électricité et l'Association Française de Normalisation).

[1.9 Raj] M. Rajadhyaksha, R. R. Anderson, and R. H. Webb, "Video-rate confocal scanning laser microscope for imaging human tissues *in vivo* ", Appl. Opt. **38,** 2105 (1999).

[1.10 Nat] H. Nathel, "Laser Opto-Acoustic imaging : let there be light that sounds !", Optics & Photonics News, June, 27 (1999).

[1.11 Eve] M. J. Everett, K. Schoenenberger, B. W. Colston, Jr. and L. B. Da Silva, " Birefringence characterization of biological tissue by use of optical coherence tomography", Opt. Lett. **23,** 228 (1998).

[1.12 Wan] X.-J. Wang, T. E. Milner, J. F. de Boer, Y. Zhang, D. H. Pashley, and J. S. Nelson, "Characterization of dentin and enamel by use of optical coherence tomography", Appl. Opt. **38,** 2092 (1999).

[1.13 Guo] Y. Guo, P. P. Ho, A. Tirksliunas, F. Liu, R. R. Alfano, "Optical harmonic generation from animal tissues by the use of picosecond and femtosecond laser pulses", Appl. Opt. **35,** 6810 (1996).

[1.14 Guo] Y. Guo, P. P. Ho, H. Savage, D. Harris, P. Sacks, S. Schantz, F. Liu, N. Zhadin, and R. R. Alfano,"Second-harmonic tomography of tissue", Opt. Lett. **22,** 1323 (1997).

[1.15 Svo] K. Svoboda, W. Denk, W. H. Knox and S. Tsuda, "Two-photon-excitation scanning microscopy of living neurons with a saturable Bragg reflector mode-locked diode-pumped Cr:LiSrAlFl laser", Opt. Lett. **21,** 1411 (1996).

[1.16 Jar] G. Jarry, S. Debray, J. Perez, J. P. Lefebvre, M. de Ficquelmont-Loïzos and A. Gaston, "*In vivo* transillumination of the hand using near infrared laser pulses and differential spectroscopy", J. Biomed. Eng. **11,** 293 (1989).

[1.17 McB] T. O. McBride, B. W. Pogue, E. D. Gerety, S. B. Poplack, U. L. Österberg, and K. D. Paulsen, "Spectroscopic diffuse optical tomography for the quantitative assessment of hemoglobin concentration and oxygen saturation in breast tissue", Appl. Opt. **38,** 5481 (1999).

[1.18 Fre] P. French "Biomedical Optics", Physics world, June, 41 (1999).

[1.19 Hul] H. C. van de Hulst, "Light scattering by small particles", (Wiley, New-York, 1957), chapitre 9.

[1.20 Mey] J.-L. Meyzonnette et T. Lépine, "Bases de radiométrie optique" (Cepadués éditions, 1999).

[1.21 Ish] A. Ishimaru and Y. Kuga, "Attenuation constant of a coherent field in a dense distribution of particles", J.O.S.A. **72,** 1317 (1982).

[1.22 Gro] R. A. J. Groenhuis, H. A. Ferwerda, and J. J. Ten Bosch "Scattering and absorption of turbid materials determined from reflection measurements. 1: Theory", Appl. Opt. **22,** 2456 (1983).

[1.23 Che] W. F. Cheong, S. A. Prahl and A. J. Welch, "A review of the optical properties of biological tissues", IEEE J. Quantum Electron. **26,** 2166 (1990) .

[1.24 Hen] L. G. Henyey and J. L. Greenstein "Diffuse radiation in the galaxy", Astrophys. J. **93,** 70 (1941).

[1.25 Rud] W. Rudolph, M. Kempe, "Topical review : trends in optical biomedical imaging", J. of Modern Opt. **44,** 1617 (1997).

[1.26 Tua] J.-M. Tualle, B. Gélébart, E. Tinet, S. Avrillier, "Real-time optical coefficients evaluation from tiem and space resolved measurements in biological tissues", Opt. Com. **124,** 216 (1996).

[1.27 Pan] Y. Pan, R. Birngruber, J. Rosperich and R. Engelhardt, "Low-coherence optical tomography in turbid tissue : theoritical analysis", Appl. Opt. **34,** 6564 (1995).

[1.28 Sch] J. M. Schmitt and K. Ben-Letaief, "Efficient Monte Carlo simulation of confocal microscopy in biological tissue", J.O.S.A. A **13,** 952 (1996).

[1.29 Hau] C. Hauger, E. Baigar, T. Wilhelm, and W. Zinth, "Time-resolved backscattering of femtosecond pulses from scattering - an experimental and numerical investigation", Opt. Com. **131,** 351 (1996).

[1.30 Che] W. F. Cheong,"Summary of optical properties", in Optical-Thermal Response of Laser-Irradiated Tissue, A. J. Welch and M. J. C. van Gemert, eds. (Plenum, New York, 1995), pp 275-303.

[1.31 Yam] Y. Yamada, Y. Hasegawa, H. Maki, "Simulation of time-resolved optical computer tomography imaging", Opt. Eng. **32,** 634 (1993).

[1.32 Heb] J. C. Hebden, D. J. Hall, M. Firbak, and D. T. Delpy, "Time-resolved optical imaging of a solid tissue-equivalent phantom", Appl. Opt. **34,** 8038 (1995).

[1.33 Gél] B. Gélébart, E. Tinet, J.-M. Tualle, S. Avrillier, and J. P. Ollivier, " Réflectance résolue dans le temps et dans l'espace appliquée à l'analyse des milieux en couche", J. Opt. **28,** 234 (1997).

[1.34 Mas] J. H. Massig, M. Preissler, A. R. Wegener, and G. Gaida, "Real-time confocal laser scanning microscope for examination and diagnosis of the eye *in vivo*", Appl. Opt. **33,** 690 (1994).

[1.35 Jus] R. Juskaitis, T. Wilson, M. A. A. Neil and M. Kozubek, "Efficient real-time confocal microscopy with white light sources", Nature **383,** 804 (1996).

[1.36 Wan] L.Wang, P. P. Ho, X. Liang,H. Dai, and R. R. Alfano, "Kerr-Fourier imaging of hidden objects in thick turbid media", Opt. Lett. **18,** 241 (1993).

[1.37 Yoo] K. M. Yoo, B. B. Das, and R. R. Alfano, "Imaging of a translucent object hidden in a highly scattering medium from the early portion of the diffuse component of a transmitted ultrafast laser pulse", Opt. Lett. **17,** 958 (1992).

[1.38 Heb] J. C. Hebden "Time-resolved attenuation of transmitted laser pulses by a homogeneous scattering medium", Opt. Lett. **17,** 444 (1992).

[1.39 Das] B. B. Das, K. M. Yoo, and R. R. Alfano,"Ultrafast time-gated imaging in thick tissues : a step toward optical mammography", Opt. Lett. **18,** 1092 (1993).

[1.40 Bré] J. L. Brédas, C. Adant, P. Tackx, A. Persoons and B. M. Pierce, "Third-order nonlinear optical response in organic materials : theoritical and experimental aspects", Chem. Rev. **94,** 243 (1994).

[1.41 Mah] R. Mahon, M. D. Duncan, L. L. Tankersley and J. Reintjes, "Time-gated imaging through dense scatterers with a Raman amplifier", Appl. Opt. **32,** 7425 (1993).

[1.42 Yoo] K. M. Yoo, Q. Xing, and R. R. Alfano, "Imaging objects hidden in higly scattering media using femtosecond second-harmonic-generation cross-correlation time gating", Opt. Lett. **16,** 1019 (1991).

[1.43 Wat] J. Watson, P. Georges, T. Lépine, B. Alonzi, and A. Brun, "Imaging in diffuse media with ultrafast degenerate optical parametric amplification", Opt. Lett. **20,** 231 (1995).

[1.44 Far] G. W. Faris, M. Banks, "Upconverting time gate for imaging through highly scattering media", Opt. Lett. **19,** 1813 (1994).

[1.45 Lan] E. Lantz, L. Han, A. Lacourt and J. C. Zyss, "Simultaneous angle and wavelength one-beam noncritical phase matching in optical parametric amplification", Opt. Com. **97,** 245 (1993).

[1.46 Dev] F. Devaux, E. Lantz, A. Lacourt, D. Gindre, H. Maillotte, P. A. Doreau and T. Laurent, "Picosecond parametric amplification of a monochromatic image", Nonlinear Opt. **11,** 25 (1995).

[1.47 Dev] F. Devaux and E. Lantz, "Transfer function of spatial frequencies in parametric image amplification : experimental analysis and application to picosecond filtering", Opt. Commun. **114,** 295 (1995).

[1.48 Dev] F. Devaux, "Amplification paramétrique d'images", Thèse de doctorat de l'Université de Franche-Comté (1996).

[1.49 Tol] G. Le Tolguenec, E. Lantz, and F. Devaux, "Imaging through scattering media by parametric amplification of images : study of the resolution and the signal-to-noise ratio", Appl. Opt. **36,** 8292 (1997).

[1.50 Tol] G. Le Tolguenec, F. Devaux and E. Lantz, "Imaging through thick biological tissues by parametric image amplification and phase conjugation", J. Opt. **28,** 214 (1997).

[1.51 Tol] G. Le Tolguenec "Imagerie à travers les milieux diffusants par amplification paramétrique d'images", Thèse de doctorat de l'Université de Franche-Comté (1998).

[1.52 Tol] G. Le Tolguenec, F. Devaux, E. Lantz, "Two-dimensional time-resolved direct imaging through thick biological tissues : a new step toward noninvasive medical imaging", Opt. Lett. **24,** 1047 (1999).

[1.53 Yan] C. Yan and J.-C. Diels, "Imaging with femtosecond pulses", Appl. Opt. **31,** 6869 (1992).

[1.54 Hua] D. Huang, E. A. Swanson, C. P. Lin, J. S. Schuman, W. G. Stinson, W. Chang, M. R. Hee, T. Flotte, K. Gregory, C. A. Puliafito, J. G. Fujimoto, "Optical Coherence Tomography", Science **254,** 1178 (1991).

[1.55 Rei] S. M. Reiss, "An imaging modality for the new millennium", Biophotonics International, octobre (1999).

[1.56 Swa] E. A. Swanson, D. Huang, M. R. Hee, J. G. Fujimoto, C. P. Lin and C. A. Puliafito, "High-speed optical coherence domain reflectometry", Opt. Lett. **17,** 151 (1992).

[1.57 Su] C. B. Su, "Achieving variation of the optical length by a few millimeters at millisecond rates for imaging of turbid media and optical interferometry : a new technique", Opt. Lett. **22,** 665 (1997).

[1.58 Bal] J. Ballif, R. Gianotti, P. Chavanne, R. Wälti and R. P. Salathé, "Rapid and scalable scans at 21 m/s in optical low-coherence reflectometry", Opt. Lett. **22,** 757 (1997).

[1.59 Win] R. Windecker, M. Fleischer, B. Franze and H. J. Tiziani, "Two methods for fast coherence tomography and topometry", J. of Mod. Optics **44,** 967 (1997).

[1.60 Tea] G. J. Tearney, B. E. Bouma, and J. G. Fujimoto, "High-speed phase- and group-delay scanning with a grating-based phase control delay line", Opt. Lett. **22,** 1811 (1997).

[1.61 Rol] A. M. Rollins, M. D. Kulkarni, S. Yazdanfar, R. Ung-arunyawee and J. A. Izatt, "*In vivo* video rate optical coherence tomography", Opt. Exp. **3,** 219 (1998), http://epubs.osa.org/opticsexpress.

[1.62 Swa] E. A. Swanson, J. A. Izatt, M. R. Hee, D. Huang, C. P. Lin, J. S. Schuman, C. A. Puliafito, and J. G. Fujimoto, "*In vivo* retinal imaging by optical coherence tomography", Opt. Lett. **18,** 1864 (1993).

[1.63 Tea] G. J. Tearney, S. A. Boppart, B. E. Bouma, M. E. Brezinski, N. J. Weissman, J. F. Southern and J. G. Fujimoto, "Scanning single-mode fiber optic catheter-endoscope for optical coherence tomography", Opt. Lett. **21,** 543 (1996).

[1.64 Ser] A. M. Sergeev, V. M. Gelikonov, G. V. Gelikonov, F. I. Feldchtein, R. V. Kuranov, N. D. Gladkova, N. M. Shakhova, L. B. Snopova, A. V. Shakhov, I. A. Kuznetzova, A. N. Denisenko, V. V. Pochinko, Y. P. Chumakov and O. S. Streltzova "*In vivo* endoscopic OCT imaging of precancer and cancer states of human mucosa", Opt. Exp. **1,** 432 (1997), http://epubs.osa.org/opticsexpress.

[1.65 Rol] A. M. Rollins, R. Ung-arunyawee, A. Chak, R. C. K. Wong, K. Kobayashi, M. V. Sivak Jr. and J. A. Izatt, "Real-time *in vivo* imaging of human gastrointestinal ultrastructure by use of endoscopic optical coherence tomography with a novel efficient interferometer design", Opt. Lett. **24,** 1358 (1999).

[1.66 Col] B. W. Colston Jr., U. S. Sathyam, L. B. DaSilva, M. J. Everett, P. Stroeve, L. L. Otis, " Dental OCT, Opt. Exp. **3,** 230 (1998), http://epubs.osa.org/opticsexpress.

[1.67 Bar] J. K. Barton, A. J. Welch, J. A. Izatt, "Investigating pulsed dye laser-blood vessel interaction with color Doppler optical coherence tomography", Opt. Exp. **3,** 251 (1998), http://epubs.osa.org/opticsexpress.

[1.68 Dre] W. Drexler, U. Morgner, F. X. Kärtner, C. Pitris, S. A. Boppart, X. D. Li, E. P. Ippen, and J. G. Fujimoto, "*In vivo* ultrahigh-resolution optical coherence tomography", Opt. Lett. **24,** 1221 (1999).

[1.69 Iza] J. A. Izatt, M. R. Hee, G. M. Owen, E. A. Swanson, J. G. Fujimoto, "Optical coherence microscopy in scattering media", Opt. Lett. **19,** 590 (1994).

[1.70 Sch] J. M. Schmitt, M.J. Yadlowsky, R. F. Bonner, "Subsurface Imaging of Living Skin with Optical Coherence Microscopy", Dermatology **191,** 93 (1995).

[1.71 Iza] J. A. Izatt, M. D. Kulkarni, K. Kobayashi, M. V. Sivak, J. K. Barton and A. J. Welch, "Optical coherence tomography for biodiagnostics", Optics & Photonics News, May, 41 (1997).

[1.72 Bea] E. Beaurepaire, L. Moreaux, F. Amblard and J. Mertz, "Combined scanning optical coherence and two-photon-excited fluorescence microscopy", Opt. Lett. **24,** 969 (1999).

[1.73 Sch] J. M. Schmitt, "Array detection for speckle reduction in optical coherence microscopy, Phys. Med. Biol. **42,** 1427 (1997).

[1.74 Yad] M. J. Yadlowsky, J. M. Schmitt, and R. F. Bonner, "Multiple scattering in optical coherence microscopy", Appl. Opt. **34,** 5699 (1995).

[1.75 Pan] Y. Pan, R. Birngruber, and Ralf Engelhardt, "Contrast limits of coherence-gated imaging in scattering media", Appl. Opt. **36,** 2979 (1997).

[1.76 Sch] J. M. Schmitt, S. H. Xiang, and K. M. Yung, "Speckle in optical coherence tomography, Journ. of Biomed. Opt. **4,** 95 (1999).

[1.77 Hyd] S. C. W. Hyde, N. P. Barry, R. Jones, J. C. Dainty, P. M. W. French, M. B. Klein and B. A. Wechsler, "Depth-resolved holographic imaging through scattering media by photorefraction", Opt. Lett. **20,** 1331 (1995).

[1.78 Hyd] S. C. W. Hyde, N. P. Barry, R. Jones, J. C. Dainty and P. M. W. French, "Sub-100-μm depth-resolved holographic imaging through scattering media in the near infrared", Opt. Lett. **20,** 2330 (1995).

[1.79 Jon] R. Jones, N. P. Barry, S. C. W. Hyde, and P. M. W. French, K. W. Kwolek and D. D. Nolte, M. R. Melloch, "Direct-to-video holographic readout in quantum wells for three-dimensional imaging through turbid media", Opt. Lett. **23,** 103 (1998).

[1.80 Jon] R. Jones, M. Tziraki, P. M. W. French, K. M. Kwolek , D. D. Nolte and M. R. Melloch, "Direct-to-video holographic 3-D imaging using photorefractive multiple quantum well devices" Opt. Exp. **2,** 439 (1998), http://epubs.osa.org/opticsexpress.

[1.81 Ans] Z. Ansari, M. Tziraki, R. Jones, P. M. W. French, K. M. K. Kwolek , D. D. Nolte and M. R. Melloch,"Photorefractive holography using spatially incoherent sources", CLEO-Europe EQUEC Focus Meeting on advances in optical imaging, photons migrations and tissue optics, Munich (1999).

[1.82 Che] H. Chen, Y. Chen, D. Dilworth, E. Leith, J. Lopez, and J. Valdmanis, "Two-dimensional imaging through diffusing media using 150-fs gated electronic holography techniques", Opt. Lett. **16,** 487 (1991).

[1.83 Nau] P. Naulleau and D. Dilworth, "Holographic first-arriving-light signal-to-noise ratio enhancement by differential holography", Opt. Lett. **20,** 2354 (1995).

[1.84 Bri] J. D. Briers, "Speckle fluctuations and biomedical optics : implications and applications", Opt. Eng. **32,** 277 (1993).

[1.85 Nau] P. Naulleau, D. Dilworth, E. Leith, and J. Lopez, "Detection of moving objects embedded within scattering media by use of speckle methods", Opt. Lett. **20,** 498 (1995).

[1.86 Chi] H.-P. Chiang, W.-S. Chang and J. Wang, "Imaging through random scattering media by using cw broadband interferometry", Opt. Lett. **18,** 546 (1993).

[1.87 Chi] H.-P. Chiang and J. Wang, "Imaging through animal tissues with CW diode laser based broadband interferometry", Opt. Com. **130,** 317 (1996).

[1.88 Lei] E. N. Leith, C. Chen, H. Chen, Y. Chen, J. Lopez, P.-C. Sun, and D. Dilworth, "Imaging through scattering media using spatial incoherence techniques", Opt. Lett. **16,** 1820 (1991).

[1.89 Bea] E. Beaurepaire, A. C. Boccara, M. Lebec, L. Blanchot, and H. Saint-Jalmes, "Full-field optical coherence microscopy", Opt. Lett. **23,** 244 (1998).

[1.90 Dub] A. Dubois, A. C. Boccara, M. Lebec, "Real-time reflectivity and topography imagery of depth-resolved microscopic surfaces", Opt. Lett. **24,** 309 (1999).

[1.91 Gle] P. Gleyzes, F. Guernet et A. C. Boccara, "Profilométrie picométrique. II. L'approche multi-détecteur et la détection synchrone multiplexée",J. Optics (Paris), 26, 251 (1995).

[1.92 Dem] S. G. Demos and R.R Alfano, "Temporal gating in highly scattering media by the degree of optical polarization", Opt. Lett. **21,** 161 (1996).

[1.93 Sch] J. M. Schmitt, A. H. Gandjbakhche, and R. F. Bonner, "Use of polarized light to discriminate short-path photons in a multiply scattering medium", Appl. Opt. **31,** 6535 (1992).

[1.94 Hor] H. Horinaka, K. Hashimoto, K. Wada, Y. Cho, M. 0sawa, "Extraction of quasi-straightforward-propagating photons from diffused light transmitting through a scattering medium by polarization modulation", Opt. Lett. **20,** 1501 (1995).

[1.96 Emi] O. Emile, F. Bretenaker and A. Le Floch, "Rotating polarization imaging in turbid media", Opt. Lett. **24,** 1706 (1996).

Chapitre 2

Amplification paramétrique optique d'images en régime femtoseconde

2.0 Introduction.

Dans le cadre d'une thèse effectuée précédemment au laboratoire, l'amplification paramétrique optique (APO) en régime femtoseconde avait été utilisée pour la réalisation d'un système d'imagerie résolue temporellement (cf. paragraphe 1.3.3.b). Une image en transillumination d'une mire de pas 1 mm avait pu notamment être réalisée à travers un milieu diffusant liquide de 20 ℓ_s [2.1-2 Wat]. L'image était construite point après point, en déplaçant manuellement l'objet. Une des limitations de l'expérience était alors sa faible vitesse d'acquisition. Pour chaque point, une moyenne sur 200 impulsions était réalisée. La cadence du laser étant alors de 10 Hz, le temps de mesure par point était de 20 s.

Un des objectifs de la présente thèse était d'adapter cette expérience afin de réaliser une imagerie en temps réel. Le choix a été d'obtenir *directement des images à deux dimensions* (sans balayage), en utilisant toujours le principe de l'amplification paramétrique optique. La possibilité d'obtenir de telles images avec une bonne résolution spatiale transversale avait déjà été démontrée en régime picoseconde pour une imagerie en transillumination à travers des milieux diffusants [2.3-4-5 Dev, 2.6-7-8 Tol] (cf. paragraphe 1.3.3.b). La réalisation d'une amplification paramétrique optique d'images, cette fois dans le cadre du régime femtoseconde, nous donne l'opportunité de pouvoir travailler en rétrodiffusion et de pouvoir ainsi réaliser des images résolues en profondeur (la lumière ne parcourt en 100 fs qu'une distance de 23 µm dans l'eau). Décrivons justement le principe de cette imagerie par porte temporelle dans le cas de la rétrodiffusion, avant d'expliquer ensuite succinctement, comment on va réaliser l'image 2D de manière directe par APO. Une description plus formelle et complète sera réalisée dans la suite du chapitre.

Sélection temporelle pour l'imagerie en rétrodiffusion.

Une impulsion ultracourte éclaire l'objet que l'on souhaite observer, un tissu biologique par exemple. Une partie du rayonnement est diffractée vers l'arrière (rétrodiffusée) sur les différentes structures situées dans le milieu (cf. fig. 2.1). Suivant les positions en profondeur de ces structures, les parties du rayonnement, qu'elles rétrodiffusent, émergent du milieu à des instants différents. En utilisant un procédé qui permet de sélectionner le signal lumineux à des instants différents (t_1, t_2 et t_3 par exemple), on peut donc observer successivement ces différentes structures (respectivement S_1, S_2 et S_3). Il suffit de déplacer la porte temporelle. La résolution en profondeur est alors d'autant meilleure que cette fenêtre temporelle (Δt) et les impulsions sont courtes.

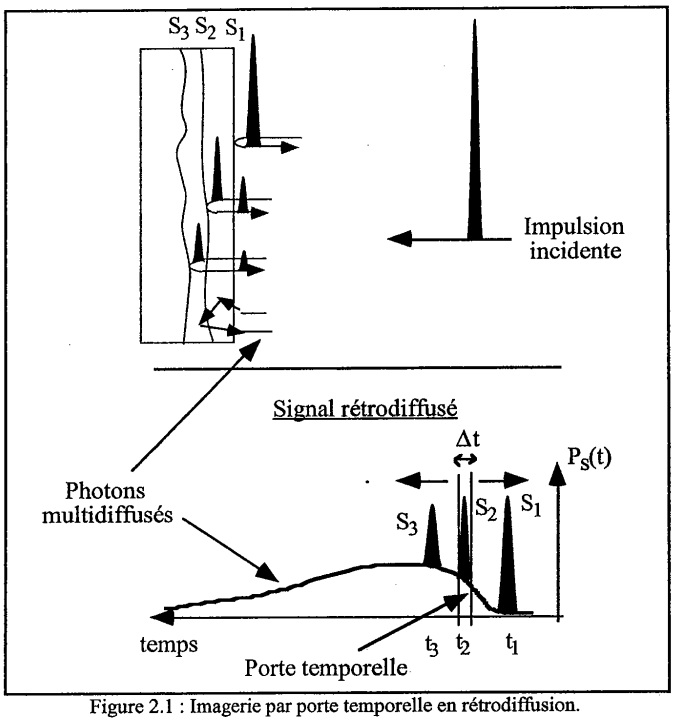


Figure 2.1 : Imagerie par porte temporelle en rétrodiffusion.

Imagerie 2D par APO.

On forme l'image du milieu, éclairé par l'onde incidente, sur un cristal non linéaire (cf. fig. 2.2). Les images des diverses structures bidimensionnelles, situées à des profondeurs différentes dans le milieu, vont s'y superposer[1]. L'onde signal, c'est-à-dire le rayonnement total revenant du milieu, est alors mélangée dans le cristal avec une onde appelée pompe. La partie de l'onde signal présente dans le cristal au même instant que l'onde pompe est amplifiée et, dans le même temps, une troisième onde, dite complémentaire, est créée. Pour un temps donné d'arrivée de l'impulsion pompe sur le cristal, on amplifie donc sélectivement le signal lumineux qui a été rétrodiffusé sur une structure "enterrée" à une profondeur bien déterminée (par exemple la structure notée S_2 sur l'exemple de la figure 2.1). Seule l'image intermédiaire de cette structure, formée par l'onde signal au niveau du cristal, est amplifiée au détriment des images intermédiaires des autres

[1] On suppose que l'on utilise un système d'imagerie possédant une profondeur de champ suffisamment élevée par rapport à la profondeur d'observation.

structures. On verra que cette image est aussi dupliquée sur l'onde complémentaire, créée par le processus d'amplification paramétrique optique. Si l'on peut éliminer efficacement les ondes pompe et signal, l'image finale de S_2 peut donc être formée par la seule onde complémentaire sur une caméra CCD. On obtient ainsi une image 2D résolue en profondeur. En changeant le temps de l'arrivée de l'impulsion pompe, on peut observer les structures situées aux autres profondeurs dans le tissu.

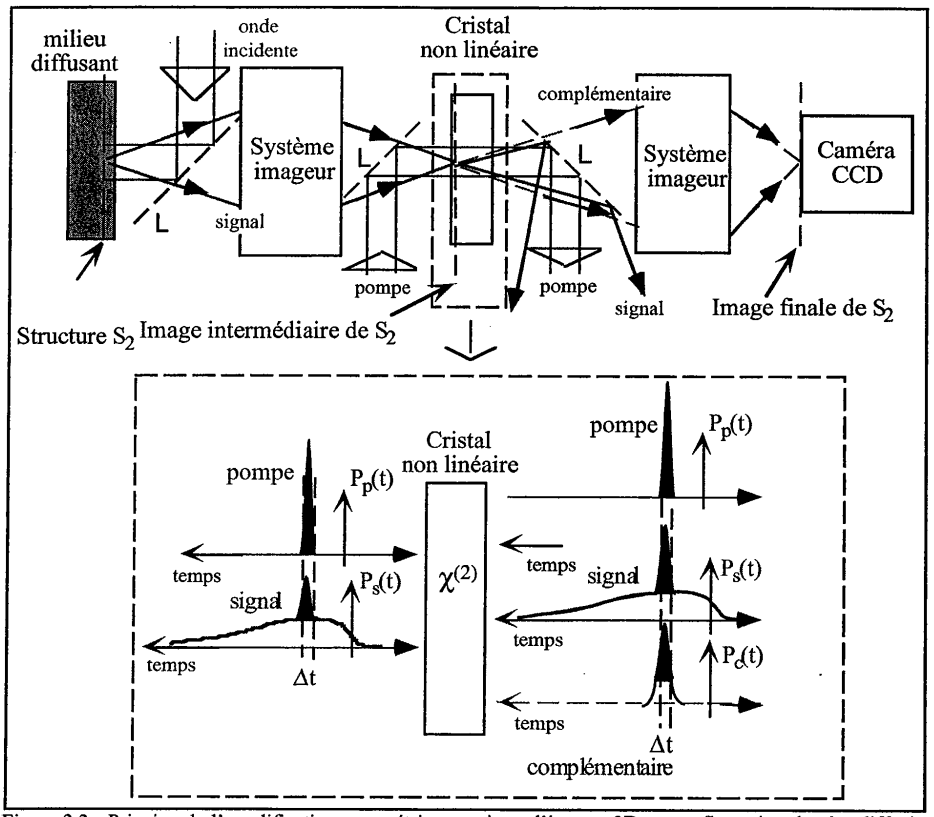


Figure 2.2 : Principe de l'amplification paramétrique optique d'images 2D en configuration de rétrodiffusion. On appelle onde signal le rayonnement total revenant du milieu éclairé par l'onde incidente. Une fraction de ce rayonnement provient par exemple de la diffraction vers l'arrière de l'onde incidente sur la structure notée S_2. L'image de cette structure est formée sur le cristal non linéaire. Le mélange de l'onde signal avec l'onde pompe crée l'onde complémentaire, qui porte l'image intermédiaire de la structure S_2 et avec laquelle l'on forme l'image finale sur la caméra CCD. Les éléments notés L sont des éléments optiques quelconques permettant la mélange ou la séparation des différentes ondes.

Le principe de base de l'expérience ayant été présenté, décrivons en quelques lignes l'agencement des paragraphes qui vont suivre.

Dans la première partie de ce chapitre, nous commencerons par effectuer quelques rappels d'optique non linéaire. Nous établirons notamment les équations décrivant le processus d'amplification paramétrique optique dans le cadre de certaines approximations. Nous rappellerons aussi brièvement la spécificité des propagations linéaire et non linéaire d'impulsions lumineuses ultracourtes. Les concepts et les formules rappelés dans cette première partie seront utiles dans la suite, par exemple pour la deuxième partie du chapitre, où nous expliciterons les concepts de l'imagerie 2D par amplification paramétrique. La description complète de l'expérience sera ensuite effectuée. Les résultats expérimentaux obtenus pour l'imagerie 2D par APO, d'objets placés dans l'air (sans milieu diffusant) seront alors confrontés à ceux prédits par la théorie. La dernière partie de ce chapitre sera consacrée à l'application effective de notre méthode à la réalisation d'images résolues en profondeur à travers, ou dans, des milieux diffusants artificiels, liquides ou solides. Nous discuterons des performances et des limites de la méthode, dans cette configuration de rétrodiffusion, afin d'envisager, ou non, une application de la méthode à des tissus biologiques réels.

2.1. Optique non linéaire et amplification paramétrique optique.

L'objet de cette section est de rappeler certaines notions et grandeurs relatives à l'optique non linéaire, aux milieux biréfringents et à la propagation d'impulsions en milieu dispersif. Ces rappels seront utiles pour la suite du mémoire. Ainsi, lorsque des exemples seront donnés pour illustrer le propos, les applications numériques effectuées seront souvent en rapport avec la configuration expérimentale que nous avons réalisée (tout du moins pour ce qui concerne les ordres de grandeur).

2.1.1. Optique non linéaire.

Pour réaliser la porte temporelle, on utilise un phénomène non linéaire du deuxième ordre : l'amplification paramétrique optique. Son origine provient de la polarisation qui est induite dans un matériau diélectrique sous l'action d'un champ électrique s'y propageant.

2.1.1.a. Propagation dans un milieu diélectrique non linéaire.

Dans un milieu diélectrique non magnétique, non conducteur et non chargé, l'équation générale de propagation du champ électrique, établie à partir des équations de Maxwell[2], s'écrit en effet :

$$\underline{\nabla} \wedge \underline{\nabla} \wedge \underline{E} + \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \underline{E}}{\partial t^2} = -\frac{1}{\varepsilon_o c^2}\frac{\partial^2 \underline{P}}{\partial t^2} \qquad (2.1.1)$$

avec $\underline{E}$, $\underline{P}$, ε_0 et c respectivement le champ électrique, le vecteur polarisation, la permittivité diélectrique du vide et la vitesse de la lumière dans le vide.

La résolution de l'équation de propagation peut être effectuée avec la connaissance de l'expression du vecteur polarisation $\underline{P}$ en fonction du champ électrique $\underline{E}$. Pour des valeurs du champ électrique suffisamment faibles, cette dépendance est linéaire. À partir d'une valeur du champ électrique, qui est plus ou moins élevée suivant les matériaux, la dépendance devient ensuite non linéaire. Le vecteur polarisation peut être développé en puissance du champ électrique sous la forme :

$$\underline{P} = \underline{P}^{(0)} + \underline{P}^{(1)} + \underline{P}^{(NL)} \qquad (2.1.2)$$

avec $\underline{P}^{(0)}$ le vecteur polarisation statique , $\underline{P}^{(1)}$ et $\underline{P}^{(NL)}$ respectivement les vecteurs polarisations induites linéaire et non linéaire qui s'écrivent :

$$\underline{P}^{(1)} = \varepsilon_o \underline{\underline{\chi}}^{(1)} \underline{E} \quad \text{et} \quad \underline{P}^{(NL)} = \underline{P}^{(2)} + \underline{P}^{(3)} .... = \varepsilon_o \underline{\underline{\underline{\chi}}}^{(2)} \underline{E}\underline{E} + \varepsilon_o \underline{\underline{\underline{\underline{\chi}}}}^{(3)} \underline{E}\underline{E}\underline{E} .... \qquad (2.1.3)$$

avec $\underline{\underline{\chi}}^{(1)}$, $\underline{\underline{\underline{\chi}}}^{(2)}$, $\underline{\underline{\underline{\underline{\chi}}}}^{(3)}$ respectivement les tenseurs susceptibilité : linéaire, d'ordre deux, d'ordre trois... Il s'agit respectivement de tenseurs d'ordre deux, trois, quatre ...

---

[2] $\underline{\nabla}.\underline{B} = 0$, $\underline{\nabla}.\underline{D} = 0$, $\underline{\nabla} \wedge \underline{B} = \mu_o \frac{\partial \underline{D}}{\partial t}$, $\underline{\nabla} \wedge \underline{E} = -\frac{\partial \underline{B}}{\partial t}$ avec $\underline{D}$ et $\underline{B}$ respectivement les champs induction électrique et induction magnétique.

Le tenseur susceptibilité linéaire est relié au tenseur permittivité diélectrique par la relation : $\underline{\underline{\varepsilon}} = \varepsilon_o\left(1+\underline{\underline{\chi}}^{(1)}\right)$. Ce dernier tenseur permet de relier directement les vecteurs champ électrique $\underline{E}$ et induction électrique $\underline{D}$ au travers de la relation tensorielle : $\underline{D} = \underline{\underline{\varepsilon}}\ \underline{E}$.

2.1.1.b. Effets non linéaires du deuxième ordre.

On se limite à la description des phénomènes non linéaires du deuxième ordre, qui nous intéressent plus particulièrement et qui apparaissent avec une augmentation du champ électrique dans les milieux non centrosymétriques (dans un milieu centrosymétrique, le premier phénomène non linéaire qui survient est du troisième ordre).

Pour simplifier et pour présenter le principe des phénomènes, on va considérer que l'on peut écrire les vecteurs champ électrique et polarisation sous la forme d'une somme d'ondes planes monochromatiques[3], de nombre restreint :

$$\underline{E}(t) = \frac{1}{2}\sum_{n\geq o}\left(\underline{E}(\omega_n)\ \exp^{-j\omega_n t} + c.c.\right) \tag{2.1.4}$$

ou encore

$$\underline{E}(t) = \frac{1}{2}\sum_{n}\underline{E}(\omega_n)\ \exp^{-j\omega_n t} \tag{2.1.5}$$

en sommant, cette fois, sur les valeurs de n positives et négatives. Cette dernière notation est possible puisque $\underline{E}(t)$ réel implique $\underline{E}(-\omega_n) = \underline{E}(\omega_n)^*$. De même pour $\underline{P}(t)$, on aura :

$$\underline{P}(t) = \frac{1}{2}\sum_{n}\underline{P}(\omega_n)\ \exp^{-j\omega_n t}. \tag{2.1.6}$$

Le vecteur polarisation à l'ordre deux ($\underline{P}^{(2)}$) étant proportionnel au carré du champ électrique (cf. (2.1.3)), la création de nouvelles fréquences est possible. Ainsi une polarisation à la pulsation $(\omega_n + \omega_m)$ va apparaître avec la présence simultanée de composantes du champ électrique aux pulsations ω_n et ω_m [2.9 Boy] :

[3] On considérera le cas d'ondes non monochromatiques dans un paragraphe ultérieur : le paragraphe concernant la propagation d'impulsions femtosecondes (cf. paragraphe 2.1.4).

$$\underline{P}^{(2)}(\omega_n+\omega_m)=\frac{1}{2}\varepsilon_0\Big(\underline{\underline{\underline{\chi}}}^{(2)}(\omega_n+\omega_m,\omega_n,\omega_m)\underline{E}(\omega_n)\underline{E}(\omega_m) + \underline{\underline{\underline{\chi}}}^{(2)}(\omega_n+\omega_m,\omega_m,\omega_n)\underline{E}(\omega_m)\underline{E}(\omega_n)\Big) . \tag{2.1.7}$$

Soit encore, avec i, j, k qui font références aux composantes cartésiennes des champs :

$$P_i^{(2)}(\omega_n+\omega_m)=\frac{1}{2}\varepsilon_0\sum_{jk}\Big(\chi_{ijk}^{(2)}(\omega_n+\omega_m,\omega_n,\omega_m)\,E_j(\omega_n)E_k(\omega_m) + \chi_{ijk}^{(2)}(\omega_n+\omega_m,\omega_m,\omega_n)E_j(\omega_m)E_k(\omega_n)\Big) . \tag{2.1.8}$$

Les différents processus non linéaires d'ordre 2, créant une onde de pulsation ω_3 non nulle à partir de deux ondes de pulsations ω_1 et ω_2, sont résumés dans le tableau ci-dessous :

Processus	$\omega_3 =$	Susceptibilité du deuxième ordre
doublage de fréquence (si $\omega_2=\omega_1$)	$2\omega_1$	$\underline{\underline{\underline{\chi}}}^{(2)}(2\omega_1,\omega_1,\omega_1)$
somme de fréquence	$\omega_2+\omega_1$	$\underline{\underline{\underline{\chi}}}^{(2)}(\omega_1+\omega_2,\omega_1,\omega_2)$
différence de fréquence (si $\omega_2<\omega_1$)	$\omega_1-\omega_2$	$\underline{\underline{\underline{\chi}}}^{(2)}(\omega_1-\omega_2,\omega_1,-\omega_2)$

Tableau 2.1 : Liste des différents processus optiques non linéaires créant une onde de pulsation ω_3 non nulle à partir de deux ondes de pulsations ω_1 et ω_2.

Si l'on est loin des raies d'absorption du matériau, les éléments du tenseur susceptibilité non linéaire d'ordre deux sont réels, indépendants de la fréquence et vérifient la règle de symétrie de Kleinman [2.9 Boy]. Cette règle stipule que les éléments du tenseur sont inchangés par permutation des indices i, j et k. Seuls 10 des 27 coefficients du tenseur susceptibilité non linéaire sont donc indépendants. Le nombre de ces coefficients indépendants peut être encore réduit suivant les propriétés de symétrie du milieu non linéaire considéré.

On utilise souvent le tenseur $\underline{\underline{\underline{d}}}$ à la place du tenseur $\underline{\underline{\underline{\chi}}}^{(2)}$. Il est défini comme suit :

$$\underline{\underline{\underline{d}}}=\frac{1}{2}\underline{\underline{\underline{\chi}}}^{(2)} . \tag{2.1.9}$$

La règle de symétrie de Kleinman permet l'utilisation d'une notation contractée de ce tenseur $\underline{\underline{d}}$, avec seulement 18 éléments à la place des 27 éléments de la notation initiale. Cette notation contractée s'écrit sous la forme :

$$d_{i\ell} = d_{ijk} \tag{2.1.10}$$

avec ℓ relié à j et k par la règle indiquée ci-dessous :

$$\begin{array}{cccccccc} jk: & 11 & 22 & 33 & 23,32 & 13,31 & 12,21 \\ \ell: & 1 & 2 & 3 & 4 & 5 & 6 \end{array} . \tag{2.1.11}$$

On a ainsi pour le doublage de fréquence ($2\omega = \omega + \omega$) :

$$\begin{vmatrix} P_x^{(2)}(2\omega) \\ P_y^{(2)}(2\omega) \\ P_z^{(2)}(2\omega) \end{vmatrix} = \varepsilon_0 \begin{vmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{vmatrix} \begin{vmatrix} E_x^2(\omega) \\ E_y^2(\omega) \\ E_z^2(\omega) \\ 2E_z(\omega)E_y(\omega) \\ 2E_z(\omega)E_x(\omega) \\ 2E_y(\omega)E_x(\omega) \end{vmatrix} , \tag{2.1.12}$$

pour la somme de fréquences ($\omega_3 = \omega_2 + \omega_1$) :

$$\begin{vmatrix} P_x^{(2)}(\omega_3) \\ P_y^{(2)}(\omega_3) \\ P_z^{(2)}(\omega_3) \end{vmatrix} = 2\,\varepsilon_0 \begin{vmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{vmatrix} \begin{vmatrix} E_x(\omega_1)E_x(\omega_2) \\ E_y(\omega_1)E_y(\omega_2) \\ E_z(\omega_1)E_z(\omega_2) \\ E_z(\omega_1)E_y(\omega_2) + E_y(\omega_1)E_z(\omega_2) \\ E_x(\omega_1)E_z(\omega_2) + E_z(\omega_1)E_x(\omega_2) \\ E_x(\omega_1)E_y(\omega_2) + E_y(\omega_1)E_x(\omega_2) \end{vmatrix} , \tag{2.1.13}$$

et pour la différence de fréquences ($\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$), (puisque $E(-\omega) = E^*(\omega)$) :

$$\begin{vmatrix} P_x^{(2)}(\omega_3) \\ P_y^{(2)}(\omega_3) \\ P_z^{(2)}(\omega_3) \end{vmatrix} = 2\varepsilon_0 \begin{vmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{vmatrix} \begin{vmatrix} E_x(\omega_1)E_x^*(\omega_2) \\ E_y(\omega_1)E_y^*(\omega_2) \\ E_z(\omega_1)E_z^*(\omega_2) \\ E_z(\omega_1)E_y^*(\omega_2) + E_y(\omega_1)E_z^*(\omega_2) \\ E_x(\omega_1)E_z^*(\omega_2) + E_z(\omega_1)E_x^*(\omega_2) \\ E_x(\omega_1)E_y^*(\omega_2) + E_y(\omega_1)E_x^*(\omega_2) \end{vmatrix} . \tag{2.1.14}$$

Soient $\underline{e}_1$, $\underline{e}_2$ et $\underline{e}_3$ les vecteurs unitaires des vecteurs champs électriques des ondes aux pulsations respectives ω_1, ω_2 et ω_3, on définit le coefficient non linéaire effectif[4], noté $\mathbf{d_{eff}}$, par :

$$d_{eff} = \underline{e}_1 \underline{\underline{d}} \underline{e}_2 \underline{e}_3 = \underline{e}_2 \underline{\underline{d}} \underline{e}_3 \underline{e}_1 = \underline{e}_3 \underline{\underline{d}} \underline{e}_1 \underline{e}_2 \ . \qquad (2.1.15)$$

Pour une configuration donnée, c'est-à-dire pour une direction de propagation des trois ondes donnée, ainsi que pour des polarisations linéaires des trois ondes données, on peut alors écrire :

$$\left|P(\omega_3)^{(2)}\right| = K \varepsilon_o d_{eff} \left|E(\omega_1)\right| \left|E(\omega_2)\right| \ , \qquad (2.1.16)$$

avec K = 1 pour le doublage de fréquence ($\omega_1 = \omega_2$) et K = 2 dans les autres cas.

Connaissant maintenant l'expression du vecteur polarisation en fonction du champ électrique, on peut étudier l'évolution du champ électrique décrite par l'équation (2.1.1) dans le cas qui nous intéresse plus particulièrement : le cas de la différence de fréquences, dont le processus d'amplification paramétrique est un cas particulier.

2.1.2. Amplification paramétrique optique.

2.1.2.a. Équations couplées de propagation.

Considérons le cas d'un milieu isotrope, où le champ électrique total peut s'écrire comme la superposition de trois ondes planes, de polarisations linéaires, monochromatiques aux pulsations ω_1, ω_2 et ω_3 et qui se propagent suivant $\underline{e}_Z$. Pour chacune de ces ondes de pulsation notée ω_ν[5] , le champ électrique s'écrit sous la forme :

$$\underline{E}_\nu(z,t) = E_\nu(z,t)\ \underline{e}_\nu = \frac{1}{2}\left(A_\nu(z,\omega_\nu)\exp^{-j(\omega_\nu t - k_\nu z)} + c.c.\right) \underline{e}_\nu \qquad (2.1.17)$$

avec $\underline{e}_\nu$ égal à $\underline{e}_x$ ou $\underline{e}_y$ et avec k_ν le vecteur d'onde relié à la pulsation ω_ν par la relation de dispersion :

$$k_\nu^2 = \mu_o \varepsilon(\omega_\nu)\, \omega_\nu^2 \qquad (2.1.18)$$

---

[4] Notons que suivant les définitions de $\chi^{(2)}$, des coefficients $d_{i\ell}$, des champs électriques et des vecteurs polarisations et aussi suivant le système d'unités utilisé, les valeurs numériques du d_{eff} varient d'un ouvrage à l'autre : facteurs multiplicatifs ε_o, 2 ... [2.9 Boy, 2.10 Yar].

[5] ν pouvant être égal à 1, 2 ou 3.

où μ_o est la perméabilité magnétique du vide et

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_o \left(1 + \chi^{(1)}(\omega)\right) \tag{2.1.19}$$

est la permittivité diélectrique du milieu à la pulsation ω.

L'équation (2.1.1) se réécrit pour les différents champs électriques aux pulsations ω_v sous la forme :

$$\frac{\partial^2 E_v(z,t)}{\partial z^2} - \mu_o \varepsilon(\omega_v) \frac{\partial^2 E_v(z,t)}{\partial t^2} = \mu_o \frac{\partial^2 P_{NL\,v}(z,t)}{\partial t^2} \quad . \tag{2.1.20}$$

On s'intéresse au processus particulier de la différence de fréquences avec $\omega_1 = \omega_2 + \omega_3$. Examinons, par exemple, l'évolution de l'onde à la pulsation ω_3 (donc v=3) . Le terme source de l'équation (2.1.20) pour l'onde à cette pulsation s'écrit :

$$\mu_o \frac{\partial^2 \left(P_3^{(2)}(z,t)\right)}{\partial t^2} = -\mu_o \omega_3{}^2 \left(\frac{P_3^{(2)}(z,\omega_3) \exp^{-j(\omega_3 t - k_3 z)} + c.c.}{2} \right) \tag{2.1.21}$$

avec l'expression de la polarisation au deuxième ordre donnée par les relations (2.1.14), (2.1.16) et (2.1.17), soit :

$$P_3^{(2)}(z,\omega_3) = 2\varepsilon_o d_{eff} A_1(z,\omega_1) A_2^*(z,\omega_2) \exp^{j(k_1 - k_2 - k_3)z} \quad . \tag{2.1.22}$$

Détaillons les autres termes de l'équation (2.1.20). En se plaçant dans le cadre de l'approximation de l'enveloppe lentement variable [2.11 Bau], on a :

$$\left| \frac{d^2(A_v(z,\omega_v))}{dz^2} \right| << k_v \left| \frac{d(A_v(z,\omega_v))}{dz} \right| \quad . \tag{2.1.23}$$

Le premier terme de l'équation s'écrit donc :

$$\frac{\partial^2 (E_3(z,t))}{\partial z^2} \approx -\frac{1}{2} \left(k_3{}^2 A_3(z,\omega_3) - 2jk_3 \frac{d(A_3(z,\omega_3))}{dz} \right) \exp^{-j(\omega_3 t - k_3 z)} + c.c. \ , \tag{2.1.24}$$

et la dérivée seconde par rapport au temps s'écrit :

$$\frac{\partial^2(E_3(z,t))}{\partial t^2} = -\omega_3{}^2 \frac{1}{2}\left(A_3(z,\omega_3)\exp^{-j(\omega_3 t - k_3 z)} + c.c.\right) . \qquad (2.1.25)$$

L'évolution de l'amplitude $A_3(z)$ est donc donnée par :

$$\frac{dA_3(z)}{dz} = j\ \frac{\mu_o \varepsilon_o \omega_3{}^2}{k_3} d_{eff} A_1(z,\omega_1) A_2^*(z,\omega_2) \exp^{j(k_1 - k_2 - k_3)z} , \qquad (2.1.26)$$

soit encore

$$\frac{dA_3(z)}{dz} = j\ \frac{\omega_3}{nc} d_{eff} A_1(z,\omega_1) A_2^*(z,\omega_2) \exp^{-j\Delta k z} , \qquad (2.1.27)$$

avec $\Delta k = -k_1 + k_2 + k_3$. On désigne usuellement $\Delta \mathbf{k}$ comme étant le "*désaccord de phase*". Dans le cas que nous avons ici considéré, les trois vecteurs d'ondes sont colinéaires. Dans le cas de vecteurs d'onde, non colinéaires entre eux et dont les directions auraient de faibles inclinaisons autour d'une direction moyenne représentée par $\underline{e}_Z$, on remplacerait alors Δk par $\|\underline{\Delta k}\|$ avec :

$$\underline{\Delta k} = -\underline{k_1} + \underline{k_2} + \underline{k_3} . \qquad (2.1.28)$$

L'évolution de l'onde à la pulsation ω_3 est dépendante de l'évolution des deux autres ondes. On parle de *mélange à trois ondes* pour les processus non linéaires du deuxième ordre. Lorsque l'énergie de l'onde à la pulsation ω_1 est supérieure aux énergies des deux autres ondes, un transfert d'énergie est possible de cette onde de grande énergie vers les deux autres ondes. D'où le terme d'*amplification paramétrique optique* donné alors au processus de différence de fréquences. On appelle l'onde à la pulsation ω_1 l'onde pompe. Les deux autres ondes sont désignées sous les termes d'ondes signal et complémentaire. L'onde signal est celle qui possède la fréquence la plus élevée. Les indices s, c et p, que l'on trouvera dans la suite du mémoire, font donc références respectivement aux termes signal, complémentaire et pompe.

En effectuant un calcul équivalent pour les fréquences ω_1 et ω_2 (c'est-à-dire ω_p et ω_c), on obtient le système complet des équations couplées soit :

$$\begin{cases} \dfrac{dA_p}{dz} = j\dfrac{\omega_p}{cn_p} d_{eff} A_s A_c \exp^{j\Delta k z} \\ \dfrac{dA_c}{dz} = j\dfrac{\omega_c}{cn_c} d_{eff} A_s^* A_p \exp^{-j\Delta k z} \\ \dfrac{dA_s}{dz} = j\dfrac{\omega_s}{cn_s} d_{eff} A_c^* A_p \exp^{-j\Delta k z} \end{cases} . \qquad (2.1.29)$$

On va maintenant envisager le cas particulier, où l'onde pompe peut être considérée comme d'amplitude constante sur toute la longueur d'interaction.

2.1.2.b. Cas particulier de l'onde pompe constante.

En considérant que l'amplitude de l'onde pompe, A_p, est constante en fonction de z et après dérivation par rapport à la variable z, le système d'équations (2.1.29) se ramène à :

$$\begin{cases} \dfrac{d^2A_s}{dz^2} + j\Delta k\dfrac{dA_s}{dz} - \left(\dfrac{g}{2}\right)^2 A_s = 0 \\ \dfrac{d^2A_c}{dz^2} + j\Delta k\dfrac{dA_c}{dz} - \left(\dfrac{g}{2}\right)^2 A_c = 0 \end{cases} \qquad (2.1.30)$$

où g [6] est le gain paramétrique par unité de longueur et est donné par la relation :

$$g^2 = \frac{16\pi^2 d_{eff}^2}{\lambda_s \lambda_c n_s n_c} A_p A_p^* . \qquad (2.1.31)$$

La résolution de ce système d'équations du second degré s'effectue en utilisant les conditions aux limites $A_s(0) = A_{so}$ et $A_c(0) = A_{co}$. D'où :

$$\begin{cases} A_s(z) = \exp^{\frac{-j\Delta k z}{2}} \left[A_{so}\left[ch\left(\dfrac{bz}{2}\right) + \dfrac{j\Delta k}{b} sh\left(\dfrac{bz}{2}\right)\right] + \dfrac{jg}{b}\sqrt{\dfrac{n_c\omega_s}{n_s\omega_c}} A_{co}^* sh\left(\dfrac{bz}{2}\right)\right] \\ A_c(z) = \exp^{\frac{-j\Delta k z}{2}} \left[A_{co}\left[ch\left(\dfrac{bz}{2}\right) + \dfrac{j\Delta k}{b} sh\left(\dfrac{bz}{2}\right)\right] + \dfrac{jg}{b}\sqrt{\dfrac{n_s\omega_c}{n_c\omega_s}} A_{so}^* sh\left(\dfrac{bz}{2}\right)\right] \end{cases} \qquad (2.1.32)$$

avec $b^2 = g^2 - \Delta k^2$.

[6] Ce terme ne doit pas être confondu avec le facteur d'anisotropie de la diffusion qui est aussi noté g (cf. paragraphe 1.2.1.b).

On va maintenant considérer notre cas particulier d'un processus d'APO où l'onde provenant du milieu diffusant est présente à l'entrée du milieu non linéaire en même temps que l'onde pompe (cf. l'introduction du paragraphe 2.0), alors que l'onde complémentaire est "absente".

2.1.2.c. Cas particulier de l'onde complémentaire nulle à l'entrée du milieu non linéaire.

Gains pour les ondes signal et complémentaire.

Dans le cas où l'onde complémentaire n'est pas présente à l'entrée du milieu non linéaire ($A_c(0) \approx 0$), les solutions se réécrivent encore alors plus simplement. On a alors :

$$\begin{cases} A_s(z) = \exp\dfrac{-j\Delta k z}{2}\left[A_{so}\left[\mathrm{ch}\left(\dfrac{bz}{2}\right)+\dfrac{j\Delta k}{b}\mathrm{sh}\left(\dfrac{bz}{2}\right)\right]\right] \\ A_c(z) = \exp\dfrac{-j\Delta k z}{2}\left[jA_{so}^{*}\dfrac{g}{b}\sqrt{\dfrac{n_s\omega_c}{n_c\omega_s}}\,\mathrm{sh}\left(\dfrac{bz}{2}\right)\right] \end{cases} . \qquad (2.1.33)$$

On définit le gain en puissance pour l'onde signal, noté $G_s(z)$, par la relation :

$$G_s(z) = \frac{|A_s(z)|^2}{|A_s(0)|^2} . \qquad (2.1.34)$$

Ce gain permet de caractériser l'efficacité du transfert d'énergie de l'onde pompe vers les ondes signal et complémentaire. On peut aussi être intéressé par la comparaison entre la puissance de l'onde complémentaire à sa sortie du milieu non linéaire, par rapport à celle de l'onde signal à son entrée. On peut alors définir un "gain" pour l'onde complémentaire, noté $G_c(z)$, sous la forme :

$$G_c(z) = \frac{|A_c(z)|^2}{|A_s(0)|^2} = \frac{\omega_c}{\omega_s}\left(G_s(z)-1\right) . \qquad (2.1.35)$$

Cette dernière relation traduit bien qu'à chaque photon "perdu" par l'onde pompe correspond 1 photon créé pour l'onde signal et 1 photon créé pour l'onde complémentaire.

Réalisation de la porte temporelle.

Soient la longueur d'interaction dans le milieu non linéaire (L) fixée, le désaccord de phase (Δk) égal à zéro, et la puissance de l'onde signal constante, alors la puissance de l'onde complémentaire va dépendre uniquement du gain paramétrique par unité de longueur (g), qui est lui-même proportionnel à la valeur du champ pompe A_p. Si on considère, pour ce paragraphe, non plus le cas d'une onde pompe plane monochromatique mais d'une onde pompe qui évolue temporellement, on a (cf. (2.1.33) et (2.1.35)) :

$$G_c(t) \propto \mathrm{sh}^2\left(\frac{g(t)L}{2}\right) . \tag{2.1.36}$$

avec :

$$g(t) = \frac{4\pi\, d_{eff}}{\sqrt{\lambda_s \lambda_c n_s n_c}} \left|A_p(t)\right| . \tag{2.1.37}$$

L'onde complémentaire n'est donc créée que pendant une durée de l'ordre de grandeur de celle de l'impulsion pompe : on a ainsi réalisé une *porte temporelle.*

Sur la figure 2.3 est, par exemple, représentée l'évolution temporelle de l'onde complémentaire, créée par mélange à trois ondes dans le milieu non-linéaire, pour une évolution de la puissance de l'onde pompe d'allure temporelle gaussienne (largeur à mi-hauteur de 100 fs) et pour une onde signal de puissance supposée constante dans le temps. La durée (à mi-hauteur) de la porte temporelle est, pour cet exemple, égale à 90 fs, une valeur inférieure à la durée des impulsions pompe. Cette réduction est liée à la dépendance en sinus hyperbolique au carré de la relation (2.1.36).

Cet exemple n'est donné, dés maintenant, *qu'à titre indicatif* pour illustrer la manière dont peut être réalisée une porte temporelle grâce au processus non linéaire. L'impulsion gaussienne ici considérée n'est naturellement pas monochromatique et nous verrons par la suite que la durée effective de la porte temporelle est, en fait, très dépendante en régime femtoseconde, d'effets liés à la dispersion dans le matériau (cf. paragraphe 2.1.4.).

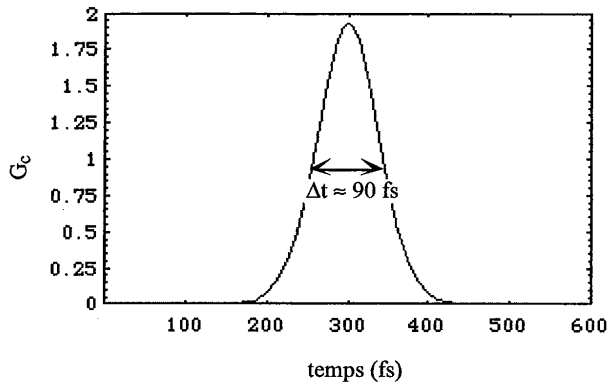


Figure 2.3 : Principe de la réalisation de la porte temporelle par amplification paramétrique optique.

Influence du désaccord de phase.

Les gains pour les ondes signal et complémentaire croissent avec z, la longueur d'interaction dans le milieu non linéaire et avec g, le gain paramétrique par unité de longueur. Maximaux pour un désaccord de phase nul, ils diminuent pour une valeur croissante de ce dernier. Sur la figure 2.4 est porté pour exemple un réseau de courbes de gain pour l'onde complémentaire en fonction de z et ce pour différentes valeurs de Δk, le désaccord de phase. Le gain paramétrique par unité de longueur est fixé pour toutes ces courbes à la valeur $g = 2\ mm^{-1}$ (cette valeur est de l'ordre de grandeur que celle que l'on obtiendra expérimentalement).

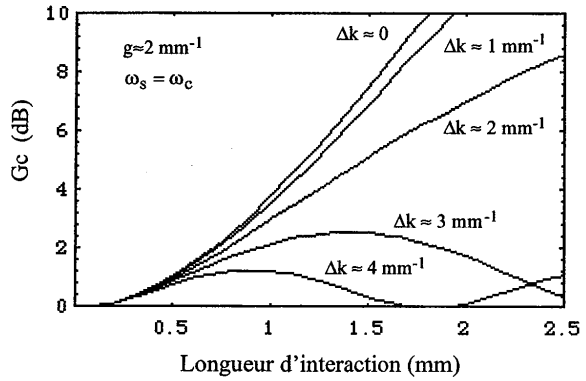


Figure 2.4 : Courbes de gains en puissance pour l'onde complémentaire exprimés en décibels en fonction de z pour différentes valeurs de Δk, le désaccord de phase.

Suivant la relation de grandeur entre g et Δk, on constate sur la figure ci-avant que deux cas différents se présentent. Si $g \geq \Delta k$, les gains croissent constamment en fonction de z. Ceci n'est naturellement vrai que tant que l'on peut rester dans le cadre de l'hypothèse de non déplétion de l'onde pompe (l'onde pompe est considérée de puissance constante en fonction de z, la longueur d'interaction). Au contraire si $g < \Delta k$, les gains vont décroître au bout d'une certaine longueur d'interaction appelée *longueur de cohérence pour l'APO* [7] (cf. fig. 2.5). On la note L_c^{OPA}.

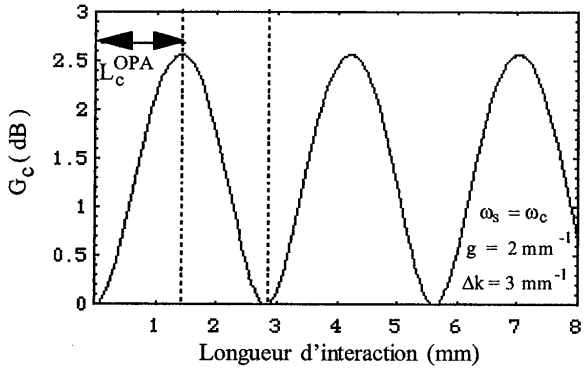


Figure 2.5 : Évolution du gain pour l'onde complémentaire en fonction de la longueur d'interaction, pour $\Delta k > g$. Au bout d'une longueur égale à L_c^{OPA}, le gain décroît.

On peut estimer facilement la valeur de L_c^{OPA}. Le gain pour l'onde signal se réécrit en effet pour $\Delta k > g$ sous la forme (cf. (2.1.33) et (2.1.34)) :

$$G_s(z) = \cos^2\left(\frac{z}{2}\sqrt{\Delta k^2 - g^2}\right) + \frac{\Delta k^2}{\Delta k^2 - g^2}\sin^2\left(\frac{z}{2}\sqrt{\Delta k^2 - g^2}\right). \qquad (2.1.38)$$

$G_s(z)$, et par suite $G_c(z)$, sont donc périodiques en z pour $\Delta k > g$. La longueur de cohérence L_c^{OPA} est égale à la moitié de cette période (cf. fig. 2.5). D'où :

$$L_c^{OPA} = \frac{\pi}{\sqrt{\Delta k^2 - g^2}}. \qquad (2.1.39)$$

[7] Notons que cette longueur de cohérence n'a aucun rapport avec les longueurs de cohérence temporelle ou spatiale définies dans le chapitre 1.

Pour g=0, on retrouve la valeur de la *longueur de cohérence pour le doublage de fréquence*, notée L_c^{SHG}, (SHG pour *"Second Harmonic Generation"*) [2.12 Dmi] :

$$L_c^{SHG} = \frac{\pi}{\Delta k} . \tag{2.1.40}$$

Désaccord de phase à -3 dB.

On note Δk_{-3dB} la valeur du désaccord de phase pour laquelle le gain est égal à la moitié de sa valeur maximale obtenue pour $\Delta k = 0$. Cette quantité sera très souvent utilisée dans la suite du mémoire. Pour une valeur de g donnée, Δk_{-3dB} diminue avec une augmentation de la longueur du milieu non linéaire. Pour une longueur du milieu non linéaire donnée, elle diminue pour une valeur de g décroissante, et ce jusqu'à tendre vers une valeur limite inférieure (cf. fig. 2.6). Dans le cas de la dégénérescence en longueur d'onde, cette valeur limite est égale à celle calculée pour le processus de doublage de fréquence soit [2.12 Dmi] :

$$\Delta k_{-3dB} = \frac{1}{L} 0{,}886\pi . \tag{2.1.41}$$

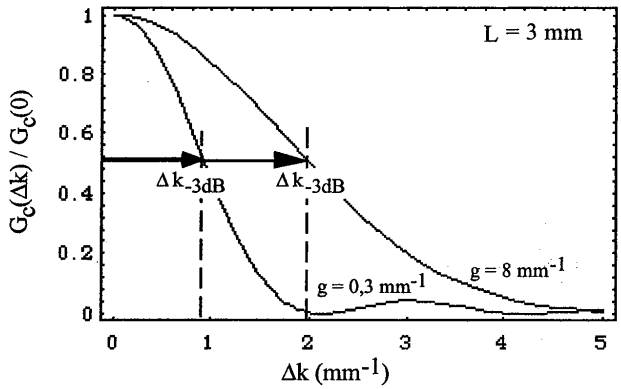


Figure 2.6 : Gain normalisé pour l'onde complémentaire en fonction de Δk pour une longueur d'interaction de 3 mm. La valeur de Δk_{-3dB} augmente avec g. Pour g=8 mm^{-1}, la valeur de Δk_{-3dB} est par exemple d'environ le double de celle obtenue pour g=0,3 mm^{-1}.

Phase de l'onde complémentaire.

Pour clore ce paragraphe, examinons très rapidement la phase de l'onde complémentaire, absente à l'entrée du cristal. Elle est l'opposée de la phase de l'onde signal à l'entrée du cristal puisque $A_c(0) \propto A_{so}^*$ (cf. relation (2.1.33)). Cette propriété a été mise à profit pour réaliser de la conjugaison de phase vers l'avant [2.13 Lef, 2.14-15 Dev]. Elle explique aussi que l'image formée par le faisceau signal au niveau du cristal puisse être dupliquée sur le faisceau complémentaire.

Grâce aux deux sous-sections précédentes, nous avons expliqué comment l'amplification paramétrique optique peut permettre la réalisation de la porte temporelle. Nous avons aussi montré que ce processus de mélange trois ondes est efficace quand le désaccord de phase est nul ou suffisamment faible. Dans quelle mesure peut-on rencontrer une telle situation dans un milieu non linéaire ?

2.1.3. Milieux anisotropes et réalisation de la condition d'accord de phase.

2.1.3.a. Propriétés optiques linéaires des milieux anisotropes.

Une onde lumineuse qui se propage dans un matériau diélectrique isotrope voit un indice de réfraction qui dépend uniquement de sa fréquence. Loin des fréquences de résonance, la loi de dispersion est normale dans le visible et le proche infrarouge : l'indice de réfraction augmente avec la fréquence ($n_{2\omega} > n_\omega$). La condition d'accord de phase, qui implique par exemple $n_{2\omega} = n_\omega$ pour le doublage de fréquence, ne peut donc pas être réalisée dans un tel milieu. Par contre, dans un cristal anisotrope, l'indice de réfraction dépend aussi de la polarisation et de la direction de propagation de l'onde électromagnétique. L'accord de phase peut alors être réalisé pour certaines configurations particulières.

Tenseur permittivité diélectrique et biréfringence.

Les propriétés optiques linéaires d'un cristal anisotrope sont déterminées par le tenseur permittivité diélectrique $\underline{\underline{\varepsilon}}$. Il existe une base orthogonale (Ox,Oy,Oz), appelée repère des axes principaux et presque toujours différente du repère des axes cristallographiques du cristal, pour laquelle $\underline{\underline{\varepsilon}}$ est diagonal. Dans cette base, $\underline{\underline{\varepsilon}}$ s'écrit :

$$\underline{\underline{\varepsilon}} = \begin{bmatrix} \varepsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_z \end{bmatrix}, \tag{2.1.42}$$

et on définit alors les indices principaux du cristal n_x, n_y et n_z par les relations :

$$n_x = \sqrt{\frac{\varepsilon_x}{\varepsilon_o}} \quad , \quad n_y = \sqrt{\frac{\varepsilon_y}{\varepsilon_o}} \quad , \quad n_z = \sqrt{\frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_o}} \quad . \tag{2.1.43}$$

Si les indices principaux sont tous différents, le cristal est dit biaxe. Si deux des indices principaux sont égaux, le cristal est alors dit uniaxe.

Considérons une onde plane de polarisation linéaire, incidente sur un cristal anisotrope linéaire. Il existe deux directions privilégiées pour la polarisation, orthogonales entre elles, pour lesquelles la polarisation linéaire de cette onde est maintenue. On appelle états propres ces deux états de polarisation (c'est-à-dire ces deux vecteurs inductions). L'onde voit un indice optique différent pour chacun de ces deux états propres et la différence entre ces deux indices est la biréfringence.

Ellipsoïde des indices.

On peut déterminer ces deux directions privilégiées à partir de l'ellipsoïde des indices qui est décrit, dans le repère des axes principaux du cristal, par l'équation [2.10 Yar] :

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1 \quad . \tag{2.1.44}$$

L'intersection de cet ellipsoïde avec le plan perpendiculaire à la direction de propagation de l'onde et contenant le point O est une ellipse dont les axes déterminent les deux directions de polarisation privilégiées.

Pour un cristal uniaxe d'axe optique (Oz), l'ellipsoïde est de révolution et son équation se ramène à :

$$\frac{x^2 + y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_e^2} = 1 \quad , \tag{2.1.45}$$

où n_o et n_e sont respectivement les indices *ordinaire* et *extraordinaire*. Pour un cristal uniaxe, une des deux directions privilégiées de polarisation est perpendiculaire à l'axe optique, cette polarisation

correspond à l'*onde ordinaire*, l'autre direction correspond à l'*onde extraordinaire* . On note $\underline{D}_e$ et $\underline{D}_o$, les vecteurs inductions correspondants à ces directions privilégiées (cf. fig. 2.7).

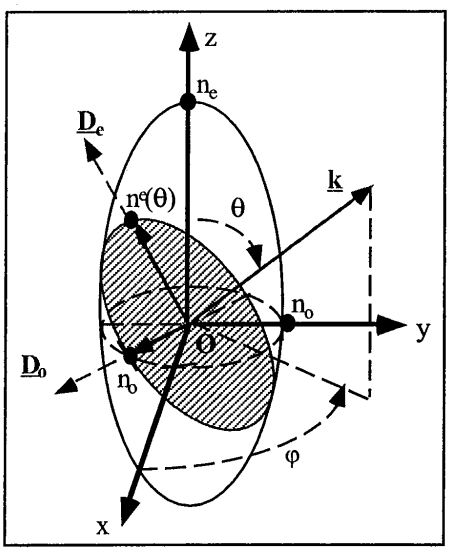


Figure 2.7 : Ellipsoïde des indices. La surface grisée appartient au plan d'onde (plan perpendiculaire à $\underline{k}$). Le vecteur induction $\underline{D}_o$ pour l'onde ordinaire est perpendiculaire à l'axe optique (Oz) et à $\underline{k}$. Le vecteur induction $\underline{D}_e$ pour l'onde extraordinaire est perpendiculaire à $\underline{k}$ et à $\underline{D}_o$. Le vecteur $\underline{k}$ est repéré dans le repère des axes principaux du cristal (O,x,y,z) par les angles θ et φ.

On a $n_e > n_o$ pour un cristal uniaxe positif, et $n_e < n_o$ pour un cristal uniaxe négatif. L'indice de réfraction vu par l'onde ordinaire est constant, quel que soit la direction de propagation, alors que celui vu par l'onde extraordinaire dépend, lui, de l'angle θ, l'angle entre le vecteur d'onde $\underline{k}$ et l'axe optique (Oz). Cette dépendance en θ est donnée par :

$$n^e(\theta) = \left(\frac{\cos^2\theta}{{n_o}^2} + \frac{\sin^2\theta}{{n_e}^2} \right)^{-\frac{1}{2}} . \qquad (2.1.46)$$

Équations de Sellmeier .

La dispersion des indices ordinaire et extraordinaire est exprimée au travers des équations de Sellmeier, qui sont souvent du type :

$$n_i(\lambda) = a_i + \frac{b_i}{\lambda^2 - c_i} - d_i \lambda^2 \qquad (2.1.47)$$

où i fait référence à o ou à e (soit respectivement à une onde ordinaire ou à une onde extraordinaire) et où λ, la longueur d'onde, est exprimée en µm. Les coefficients a_i, b_i, c_i et d_i sont déterminés expérimentalement.

Surface des vecteurs d'onde.

Le tracé des surfaces des vecteurs d'onde est utile pour visualiser les possibles accords de phase dans un cristal. Pour chaque direction de propagation $\underline{k}(\theta,\varphi)$ de l'onde dans le cristal, on porte les points M_e et M_o, respectivement aux distances $OM_e = k^e(\theta) = 2\pi n^e(\theta)/\lambda$ et $OM_o = k_o = 2\pi n_o/\lambda$ avec λ la longueur d'onde du rayonnement dans le vide. Ces points décrivent respectivement les surfaces des vecteurs d'onde pour les ondes extraordinaire et ordinaire (cf. fig. 2.8).

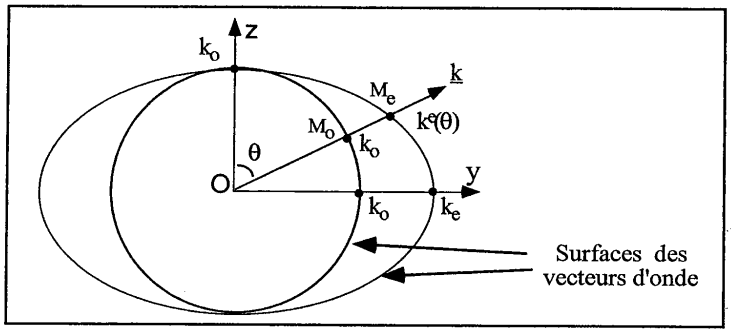


Fig. 2.8 : Intersection de la surface des vecteurs d'onde et du plan (Oyz) pour un cristal uniaxe.

Vecteur de Poynting et angle de double réfraction.

Les vecteurs inductions électriques $\underline{D}_e$ et $\underline{D}_o$ sont tous deux perpendiculaires au vecteur d'onde $\underline{k}$ alors que les champs électriques $\underline{E}_e$ et $\underline{E}_o$ sont tangents à leur surface des vecteurs d'onde respective (cf. fig. 2.9). Ainsi, les vecteurs $\underline{D}_o$ et $\underline{E}_o$ sont colinéaires, alors que les vecteurs $\underline{D}_e$ et $\underline{E}_e$ sont séparés d'un angle ρ, appelé *angle de double réfraction.* Cet angle de double réfraction est donné en fonction de θ et λ par la formule suivante [2.12 Dmi] :

$$\rho(\theta,\lambda) = \arctan\left[\left(\frac{n_o(\lambda)}{n_e(\lambda)}\right)^2 \tan\theta\right] - \theta. \qquad (2.1.48)$$

Les vecteurs d'onde $\underline{k}^e$ et de Poynting $\underline{S}_e$ sont aussi séparés de cet angle de double réfraction. On rappelle qu'en un point de l'espace, la direction du vecteur de Poynting représente la

direction suivant laquelle se propage l'énergie associée à l'onde électromagnétique (le flux de ce vecteur à travers une surface fermée orientée vers l'extérieur est égal au débit de l'énergie électromagnétique qui s'échappe de ce volume par unité de temps). Le vecteur de Poynting s'écrit $\underline{S} = \underline{E} \wedge \underline{H}$, avec $\underline{H}$ le champ magnétique relié à l'induction magnétique dans un milieu non magnétique par la relation : $\underline{B} = \mu_o \underline{H}$.

Signalons enfin que *les vecteurs de Poynting sont orthogonaux aux plans tangents aux surfaces des vecteurs d'onde [2.16 Bru]*. Nous verrons que cette propriété revêt une importance particulière pour l'amplification paramétrique d'images 2D par mélange à trois ondes (cf. section 2.2).

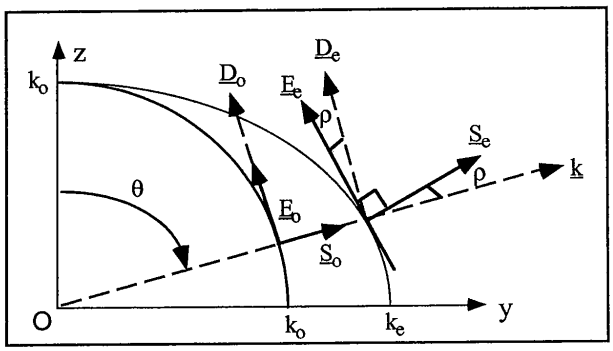


Figure 2.9 : Surface des vecteurs d'ondes et représentation de : $\underline{E}$, le champ électrique, $\underline{D}$, l'induction, $\underline{S}$, le vecteur de Poynting. ρ est l'angle de double réfraction. Les indices e et o font respectivement références aux ondes extraordinaire et ordinaire.

2.1.3.b. Réalisation de la condition d'accord de phase dans un cristal anisotrope.

L'indice ne dépendant plus seulement de la fréquence, l'accord de phase peut être réalisé dans certains cas particuliers. Si l'on considère le cas étudié précédemment de la différence de fréquences, l'accord de phase colinéaire (dit aussi accord de phase scalaire) est obtenu lorsque la relation suivante est vérifiée :

$$k_p = k_s + k_c \quad . \tag{2.1.49}$$

Selon que les ondes complémentaire et signal sont de même polarisation ou non, on parle respectivement d'accord de phase de *type I ou II*. On note θ_p l'angle entre l'axe optique (Oz) et la direction commune des trois vecteurs d'ondes. La condition d'accord de phase colinéaire va être réalisée pour une valeur de l'angle θ_p fixée par les valeurs des fréquences des différentes ondes en

interaction, leur polarisation respective et naturellement le cristal utilisé. La figure 2.10 illustre par exemple la réalisation d'un accord de phase de type II pour un cristal uniaxe négatif.

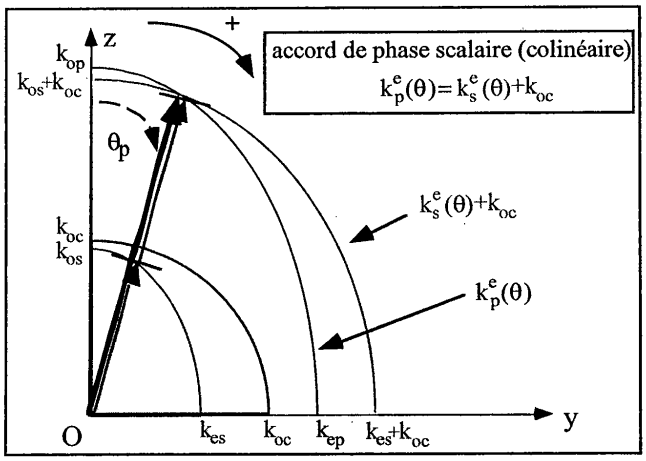


Figure 2.10 : Accord de phase colinéaire de type II pour un cristal uniaxe négatif.

L'accord de phase peut aussi être réalisé dans le cas où les différentes ondes en interaction se propagent avec des vecteurs d'ondes non colinéaires. On parle d'accord de phase vectoriel ou d'accord de phase non colinéaire. La figure 2.11 illustre la réalisation d'un tel accord de phase.

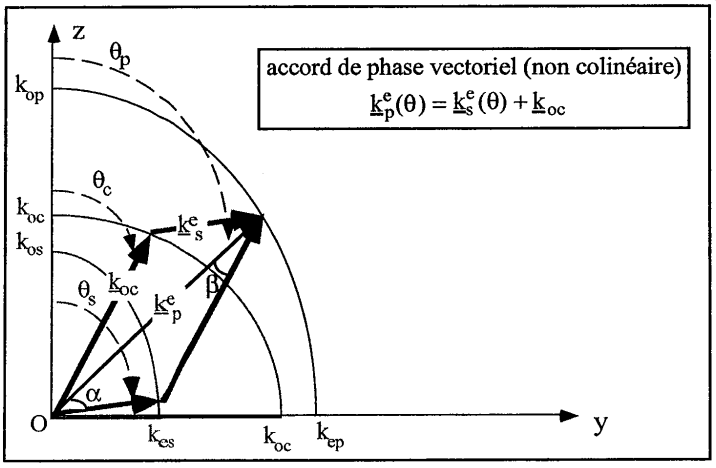


Figure 2.11 : Accord de phase non colinéaire de type II pour un cristal uniaxe négatif.

Les angles orientés α et β repèrent respectivement les directions de propagation des vecteurs d'onde signal et complémentaire par rapport au vecteur d'onde pompe dans un plan contenant l'axe optique ($\alpha = (\underline{k}_p ; \underline{k}_s)$ et $\beta = (\underline{k}_c ; \underline{k}_p)$ [8]). Ces deux angles sont liés par la relation des sinus dans un triangle soit :

$$k_s \sin\alpha = k_c \sin\beta \quad . \tag{2.1.50}$$

Grâce à la relation liant les longueurs des côtés d'un triangle quelconque à deux de ses angles, la relation analytique traduisant la condition d'accord de phase vectoriel s'écrit finalement :

$$k_p^2 = k_s^2 + k_c^2 + 2\ k_s\ k_c\ \cos(\alpha+\beta) \quad . \tag{2.1.51}$$

Pour une valeur donnée de α, et donc de β, cette relation permet de déterminer la valeur de l'angle d'accord de phase θ_p, s'il existe. Les angles θ_s et θ_c sont alors trouvés à partir des relations suivantes :

$$\theta_s = \theta_p + \alpha \tag{2.1.52}$$

et

$$\theta_c = \theta_p - \beta \tag{2.1.53}$$

avec

$$\beta = \mathrm{Arcsin}(n_c \sin\alpha / n_s)) \quad . \tag{2.1.54}$$

Nous verrons que le concept d'accord de phase non colinéaire va être utile pour la réalisation des images à deux dimensions par amplification paramétrique optique (cf. section 2.2). On montrera notamment que des accords de phase non colinéaires peuvent permettre d'obtenir des acceptances angulaires élevées, une caractéristique importante pour notre application. Définissons cette notion d'acceptance pour un processus non linéaire.

[8] Notons qu'avec la convention choisie ici pour l'orientation des angles α et β, ces derniers sont nécessairement de même signe pour que l'accord de phase soit possible : les vecteurs d'ondes $\underline{k}_s$ et $\underline{k}_c$ sont situés "de part et d'autre" du vecteur $\underline{k}_p$ (cf. fig. 2.11).

2.1.3.c. Notion d'acceptance.

Comme l'efficacité du processus non linéaire est sensible à la valeur du désaccord de phase, il est utile de déterminer la sensibilité de ce dernier par rapport à la variation des différentes variables mises en jeu : les fréquences des ondes en interaction, les angles déterminant leur direction de propagation dans le cristal, la température du cristal etc... De manière générale, pour étudier cette sensibilité, on effectue le développement limité du désaccord de phase par rapport à ces différentes variables. Au premier ordre, on a :

$$\Delta k = \Delta k(0) + \sum_i \frac{\partial \Delta k}{\partial \theta_i} d\theta_i + \sum_i \frac{\partial \Delta k}{\partial \varphi_i} d\varphi_i + \sum_i \frac{\partial \Delta k}{\partial \nu_i} d\nu_i + \frac{\partial \Delta k}{\partial T} dT .... \qquad (2.1.55)$$

où $d\theta_i$, $d\varphi_i$, $d\nu_i$ représentent les variations angulaires et fréquentielles des différentes ondes et dT représente la variation de la température.

Pour chaque processus non linéaire considéré, on peut déterminer la valeur du désaccord de phase pour laquelle l'efficacité (le gain) est diminuée de moitié. On avait noté Δk_{-3dB} ce désaccord de phase (cf. paragraphe 2.1.2.c.). Les domaines de variation, pour les différentes variables, pour lesquels Δk reste inférieur à Δk_{-3dB} sont appelées *acceptances*. Par exemple, l'acceptance spectrale $2\Delta\nu$ pour l'onde fondamentale est donnée pour le doublage de fréquence par :

$$2\Delta\nu = 2\Delta k_{-3dB}\left(\frac{\partial \Delta k}{\partial \nu}\right)^{-1} , \qquad (2.1.56)$$

avec $\Delta k_{-3dB} = 0{,}886\,\pi L^{-1}$ où L est la longueur du milieu non linéaire.

Si la dérivée première du désaccord de phase par rapport à une variable est nulle, on parle d'*accord de phase non critique* pour cette variable. L'acceptance est alors élevée et il faut pousser le développement limité du désaccord de phase jusqu'au second ordre pour son calcul. L'acceptance angulaire $2\Delta\theta$ pour le doublage de fréquence dans le cas d'un accord de phase non critique est par exemple donnée par :

$$2\Delta\theta = 2\sqrt{\Delta k_{-3dB}}\left(\frac{1}{2}\frac{\partial^2(\Delta k)}{\partial \theta^2}\right)^{-\frac{1}{2}} . \qquad (2.1.57)$$

Pour réaliser une imagerie 2D par APO dans de bonnes conditions, il faudra justement réaliser un accord de phase non critique que nous expliciterons dans la prochaine section (section 2.2). Avant cela, nous allons faire quelques rappels sur la propagation linéaire et non linéaire d'impulsions ultracourtes (en se limitant à des impulsions d'une durée de l'ordre de grandeur de la centaine de femtosecondes : on ne considérera pas le cas d'impulsions aussi courtes que la dizaine de femtosecondes).

2.1.4. Propagation d'impulsions femtosecondes.

Nous avons considéré jusqu'à présent le cas d'ondes planes et monochromatiques. C'est dans ce cadre que les équations du mélange trois ondes du paragraphe 2.1.2. ont été établies. Pour des impulsions picosecondes et, plus encore, pour des impulsions femtosecondes, il faut tenir compte des effets de la dispersion, effets importants du fait de leur grande largeur spectrale. Ce phénomène va avoir une influence non seulement sur la propagation linéaire dans un milieu dispersif mais aussi sur le processus d'interaction trois ondes (propagation non linéaire). Ces effets vont avoir une influence importante sur la réalisation de la porte temporelle (que ce soient pour les gains signal et complémentaire ou pour la durée d'ouverture de la porte).

Pour tenir compte de cette dispersion, on effectue un développement limité de k en puissance de ω autour de la pulsation centrale du rayonnement ω_o, soit :

$$k(\omega) = k_o + k'(\omega - \omega_o) + \frac{1}{2}k''(\omega - \omega_o)^2 + \ldots, \qquad (2.1.58)$$

avec

$$k_o = k(\omega_o)\ , \qquad k' = \left(\frac{dk}{d\omega}\right)_{\omega_o}\ , \qquad k'' = \left(\frac{d^2k}{d\omega^2}\right)_{\omega_o} \quad \ldots$$

Ces différents paramètres vont permettre de caractériser l'influence de la dispersion.

2.1.4.a. Propagation linéaire en milieu dispersif.

Relation entre l'allure temporelle d'une impulsion et son spectre en fréquences temporelles.

On peut souvent approcher l'allure temporelle du champ électrique d'une impulsion lumineuse par certaines fonctions typiques : gaussiennes, cosécantes hyperboliques au carré,

lorentziennes... Nous allons considérer le cas particulier d'une impulsion gaussienne de pulsation centrale ω_o, dont le champ électrique s'écrit en notation complexe [2.17 Sie] :

$$E(t) = \exp^{(-a\,t^2)}\ \exp^{-j\,(\omega_o\,t+b\,t^2)} = \exp^{(-\Gamma\,t^2)}\ \exp^{-j\,(\omega_o\,t)} \tag{2.1.59}$$

avec $\Gamma = a + j\ b$. Ce terme est dénommé paramètre gaussien complexe. On va voir ci-dessous la signification physique des paramètres a et b. L'éclairement, noté É, associé à cette impulsion s'écrit :

$$\acute{E}(t) \propto \left|E(t)\right|^2 = \exp^{(-2at^2)} = \exp^{-4\ln 2\left(\frac{t}{\tau}\right)^2} \tag{2.1.60}$$

avec τ , la largeur à mi-hauteur de l'évolution temporelle de l'éclairement, donnée par :

$$\tau = \sqrt{\frac{2\ \ln 2}{a}}\ . \tag{2.1.61}$$

La *durée temporelle* de l'impulsion est donc complètement déterminée par le paramètre *a*..

La pulsation instantanée est, elle, définie comme la dérivée première de la phase totale associée au champ électrique soit :

$$\omega_i(t) = \frac{d\,\phi(t)}{dt} = \frac{d}{dt}(\omega_o\,t + b\,t^2) = \omega_o + 2bt\ . \tag{2.1.62}$$

Le paramètre *b* renseigne donc, lui, sur la *variation de la fréquence dans l'impulsion.* Si le terme b est non nul, la fréquence de l'impulsion varie linéairement avec le temps et l'on dit que l'impulsion présente de la *dérive de fréquence.* Si b est positif par exemple la partie avant de l'impulsion présente une fréquence inférieure à la partie arrière de l'impulsion.

La transformée de Fourier par rapport au temps du champ électrique conduit à un résultat simple du fait de l'allure gaussienne de l'impulsion, soit :

$$\tilde{E}(\omega) \propto \exp^{\frac{-(\omega-\omega_o)^2}{4\Gamma}}\ . \tag{2.1.63}$$

La mesure accessible par spectrométrie est la répartition spectrale relative en puissance proportionnelle à :

$$\left|\tilde{E}(\omega)\right|^2 \propto \exp^{-4\ln 2\left(\frac{\omega-\omega_0}{\Delta\omega}\right)^2} \tag{2.1.64}$$

avec $\Delta\omega$ la largeur fréquentielle à mi-hauteur du spectre des fréquences temporelles en puissance qui s'écrit :

$$\Delta\omega = 2\sqrt{2\ \ln 2}\ \sqrt{a\left(1+(b/a)^2\right)}. \tag{2.1.65}$$

Pour deux impulsions de durées temporelles égales (a est identique), une impulsion présentant de la dérive de fréquence possède un spectre plus large.

Pour caractériser une impulsion, on utilise souvent le produit de la durée de l'impulsion (à mi-hauteur) par la largeur du spectre des fréquences temporelles (toujours à mi-hauteur) soit :

$$\tau\Delta\nu = \tau\frac{\Delta\omega}{2\pi} = \frac{2\ln 2}{\pi}\sqrt{1+\frac{b^2}{a^2}} = K\sqrt{1+\frac{b^2}{a^2}}. \tag{2.1.66}$$

Pour des impulsions présentant un même spectre ($\Delta\omega$ est identique), l'impulsion de durée la plus courte est celle sans dérive de fréquence. On dit que l'impulsion est alors "limitée par transformée de Fourier". Pour une impulsion gaussienne, on a par exemple $K = 2\ln 2/\pi \approx 0,44$. Pour les autres fonctions que l'on peut aussi considérer pour représenter l'allure temporelle de l'impulsion (sécantes hyperboliques au carré, lorentziennes ...), un calcul similaire amènerait à une relation analogue avec simplement une valeur numérique de K différente. En exprimant cette fois la largeur du spectre en longueur d'onde, on a pour une impulsion limitée par transformée de Fourier, la relation suivante :

$$\tau\,\Delta\lambda = \frac{K\ \lambda^2}{c}. \tag{2.1.67}$$

Pour donner un ordre de grandeur, considérons le cas d'une impulsion gaussienne limitée par transformée de Fourier d'une durée d'une centaine de femtoseconde et de longueur centrale

800 nm. La largeur du spectre à mi-hauteur, calculée à partir de cette relation, donne une valeur d'une dizaine de nanomètres.

Élargissement temporel des impulsions en milieu dispersif.

Une impulsion se propageant dans un milieu dispersif va se déformer temporellement. Considérons une impulsion gaussienne dont le champ électrique en notation complexe s'écrit sous la forme :

$$E_o(t) = \exp^{(-\Gamma_o t^2)} \exp^{-j(\omega_o t)} \tag{2.1.68}$$

à l'entrée du milieu ($\Gamma_o = a_o + j\, b_o$). On passe dans l'espace fréquentiel pour étudier sa propagation suivant la direction $\underline{e}_z$. La transformée de Fourier du champ électrique est notée $\tilde{E}_o(\omega)$ à l'abscisse z=0. Après propagation sur une distance z dans le milieu non absorbant et non amplificateur, on a pour chaque composante du spectre :

$$\tilde{E}(z,\omega) = \tilde{E}_o(\omega) \exp^{j\, k(\omega)\, z}\ , \tag{2.1.69}$$

où $k(\omega)$ est donné par l'expression (2.1.58). Après transformation de Fourier inverse et quelques calculs (voir référence 2.17 [2.17 Sie]), on arrive à l'expression :

$$E(z,t) = \exp^{-j\,\omega_o\left(t-\frac{z}{v_\phi(\omega_o)}\right)} \exp\left(-\Gamma(z)\left(t-\frac{z}{v_g(\omega_o)}\right)^2\right) \tag{2.1.70}$$

avec :

$$\Gamma(z) = \left(\frac{1}{\Gamma_o} - 2jk''z\right)^{-1},\quad v_\phi(\omega_o) = \frac{\omega_o}{k_o} \text{ et } v_g(\omega_o) = \frac{1}{k'}\ , \tag{2.1.71}$$

où k' est donné par (2.1.58), v_ϕ est la vitesse de phase, la vitesse à laquelle se déplace la porteuse à la pulsation ω_o, et v_g est la vitesse de groupe, la vitesse à laquelle se déplace l'enveloppe de l'impulsion et donc l'énergie. $\Gamma(z)$ est le paramètre gaussien modifié qui évolue en fonction de z ($\Gamma(z) = a(z) + jb(z)$). Il rend compte notamment de l'élargissement de l'impulsion. Ainsi la largeur à mi-hauteur d'une impulsion, dont le paramètre gaussien initial était $\Gamma_o = a_o + j\, b_o$, est donnée, après une propagation sur une distance z dans le milieu dispersif, par (cf. (2.1.61)) :

$$\tau(z) = \sqrt{\frac{2\ \ln 2}{a(z)}} \tag{2.1.72}$$

avec [2.17 Sie] :

$$a(z) = \frac{a_o}{\left(1+2k''zb_o\right)^2 + \left(2k''za_o\right)^2} \ . \tag{2.1.73}$$

Dans le cas où l'impulsion a une durée τ_o à l'entrée du milieu et ne présente pas de dérive de fréquence initiale (b_o=0), sa durée après une propagation sur une distance z est donnée par :

$$\tau(z) = \tau_o \sqrt{1 + \frac{\left(4\ \ln 2\ k''z\right)^2}{{\tau_o}^4}} \tag{2.1.74}$$

avec

$$k'' = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2}\frac{d^2n}{d\lambda^2} \ . \tag{2.1.75}$$

Plus l'impulsion est courte (et donc plus le spectre est large) et plus l'effet de l'allongement temporel de l'impulsion du fait de la dispersion se fait ressentir. Prenons l'exemple d'une impulsion gaussienne limitée initialement par transformée de Fourier et de durée de 100 fs avec une longueur d'onde centrale 800 nm. Après propagation sur une dizaine de centimètres dans un verre très courant comme le BK7[9], l'impulsion est étirée d'un facteur environ 1,6 (160 fs). Si l'impulsion avait eu au départ la durée beaucoup plus faible de 10 fs, un même facteur d'étirement de 1,6 (16 fs) se serait produit pour une propagation de seulement 1 mm dans ce même morceau de verre.

2.1.4.b. Propagation non linéaire en milieu dispersif.

On peut réécrire les équations de propagation établies dans les précédents paragraphes en tenant compte de la dispersion. On considère toujours des ondes planes se propageant dans un milieu isotrope. Le champ électrique s'écrit sous la forme :

$$E_v(z,t) = \frac{1}{2}\left(A_v(z,t)\exp^{-j(\omega_v t - k_v z)} + c.c.\right) \ . \tag{2.1.76}$$

[9] L'équation de Sellmeier utilisée pour ce calcul est celle donnée par la compagnie Melles Griot [2.18].

Équation de propagation non linéaire en milieu dispersif.

On étend l'approximation de l'enveloppe lentement variable dans l'espace à une enveloppe qui est aussi lentement variable dans le temps, d'où les relations :

$$\left|\frac{\partial^2\left(A_v(z,t)\right)}{\partial z^2}\right| << k_v\left|\frac{\partial\left(A_v(z,t)\right)}{\partial z}\right| , \tag{2.1.77}$$

$$\left|\frac{\partial^2\left(A_v(z,t)\right)}{\partial t^2}\right| << \omega_v\left|\frac{\partial\left(A_v(z,t)\right)}{\partial t}\right| . \tag{2.1.78}$$

D'une manière analogue à celle décrite dans le paragraphe 2.1.2, on arrive après quelques calculs à un système d'équations couplées qui rend compte de l'interaction entre les trois ondes au fur et à mesure de leur propagation [2.9 Boy, 2.17 Sie]. Dans le cas de la différence de fréquences, ce système s'écrit :

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial A_p(z,t)}{\partial z}+k'(\omega_p)\frac{\partial A_p(z,t)}{\partial t}+j\frac{k''(\omega_p)}{2}\frac{\partial^2 A_p(z,t)}{\partial t^2}=j\frac{\omega_p}{cn_p}d_{eff}A_s(z,t)A_c(z,t)\exp^{j\Delta kz}\\
&\frac{\partial A_c(z,t)}{\partial z}+k'(\omega_c)\frac{\partial A_c(z,t)}{\partial t}+j\frac{k''(\omega_c)}{2}\frac{\partial^2 A_c(z,t)}{\partial t^2}=j\frac{\omega_c}{cn_c}d_{eff}A_s{}^*(z,t)A_p(z,t)\exp^{-j\Delta kz}\\
&\frac{\partial A_s(z,t)}{\partial z}+k'(\omega_s)\frac{\partial A_s(z,t)}{\partial t}+j\frac{k''(\omega_s)}{2}\frac{\partial^2 A_s(z,t)}{\partial t^2}=j\frac{\omega_s}{cn_s}d_{eff}A_c{}^*(z,t)A_p(z,t)\exp^{-j\Delta kz}
\end{aligned} \tag{2.1.79}$$

avec k' et k" donnés par l'équation (2.1.58).

Dans le cadre de ce mélange trois ondes, avec des impulsions dont les durées sont de l'ordre de grandeur de la centaine de femtosecondes ou de durées supérieures, on peut souvent négliger en première approximation les termes dépendants de k", le système se ramène alors à :

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial A_p(z,t)}{\partial z}+\frac{1}{v_g(\omega_p)}\frac{\partial A_p(z,t)}{\partial t}=j\frac{\omega_p}{cn_p}d_{eff}A_s(z,t)A_c(z,t)\exp^{j\Delta kz}\\
&\frac{\partial A_c(z,t)}{\partial z}+\frac{1}{v_g(\omega_c)}\frac{\partial A_c(z,t)}{\partial t}=j\frac{\omega_c}{cn_c}d_{eff}A_s{}^*(z,t)A_p(z,t)\exp^{-j\Delta kz}\\
&\frac{\partial A_s(z,t)}{\partial z}+\frac{1}{v_g(\omega_s)}\frac{\partial A_s(z,t)}{\partial t}=j\frac{\omega_s}{cn_s}d_{eff}A_c{}^*(z,t)A_p(z,t)\exp^{-j\Delta kz}
\end{aligned} \tag{2.1.80}$$

avec v_g la vitesse de groupe donnée par l'équation (2.1.71). Cette approximation est à peu près équivalente à négliger l'étirement temporel des différentes impulsions du fait de leur propagation linéaire. On prend, par contre, en compte les vitesses de propagation différentes pour les enveloppes des trois champs, vitesses qui varient suivant la fréquence et la polarisation. Au delà d'une certaine distance que nous appellerons *longueur d'interaction* ($\mathbf{L_{int}}$), les impulsions ne sont plus superposées. Les échanges d'énergie entre les différentes ondes permis par le couplage de la polarisation induite non linéaire ne se produisent alors que dans les "ailes" des impulsions et le processus devient en conséquent peu efficace. Les allures temporelles des impulsions en sont aussi affectées.

Exemple du doublage de fréquence.

Prenons l'exemple du doublage de fréquence de type I. Soit une impulsion infrarouge gaussienne de durée τ. La longueur d'interaction (cf. fig. 2.12) est donnée par [2.12 Dmi] :

$$L_{int} = \frac{\tau}{évg} \quad , \tag{2.1.81}$$

avec évg, l'écart des vitesses de groupe, égal à :

$$évg = \left| \frac{1}{v_g(2\omega)} - \frac{1}{v_g(\omega)} \right| \quad . \tag{2.1.82}$$

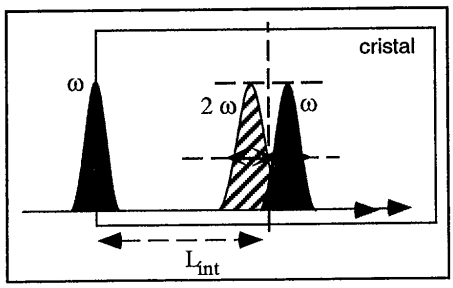


Figure 2.12 : Longueur d'interaction L_{int} pour le doublage de fréquence.

Dans le cas du doublage de fréquence vers l'UV en régime femtoseconde, les longueurs d'interaction sont généralement très courtes, inférieures à 100 µm. L'écart des vitesses de groupe est en effet élevé. Le rendement de doublage est en conséquence faible. Diverses méthodes ont été proposées pour remédier à cet effet. Une première méthode [2.19 Mar] est de faire propager chaque fréquence de l'impulsion incidente à son propre angle d'accord de phase pour le processus de doublage de fréquence. Cela revient en fait à compenser l'écart des vitesses de groupe. La réalisation expérimentale de cette méthode est obtenue de la manière suivante : l'onde à la fréquence fondamentale est diffractée sur un réseau qui est imagé sur le cristal à l'aide d'un système afocal d'un grandissement donné. Si le pas du réseau et le grandissement sont adaptés, les différentes fréquences se propagent dans le cristal chacune à leur propre angle d'accord de phase (i.e. l'impulsion fondamentale aura la même vitesse de groupe que l'impulsion créée à la fréquence double). Une autre méthode [2.20 Dan] consiste à procéder à un accord de phase non colinéaire où les projections des vitesses de groupe des différentes ondes sur la direction de propagation moyenne sont égales.

On peut évaluer l'impact de cette différence de vitesses de groupe sur la durée temporelle de l'impulsion doublée en fréquence (2ω), qui va évoluer en fonction de la longueur de propagation dans le milieu non linéaire. L'évolution de l'onde à 2ω est régie par l'équation :

$$\frac{\partial A_{2\omega}(z,t)}{\partial z}+\frac{1}{v_g(2\omega)}\frac{\partial A_{2\omega}(z,t)}{\partial t}=\sigma A_{\omega}^2(z,t) \quad . \tag{2.1.83}$$

Si l'évolution temporelle du champ de l'onde fondamentale à l'entrée du milieu non linéaire (z=0) est de la forme :

$$A_{\omega}(0,t)=A_o \exp^{-2\ln 2\left(\frac{t}{\tau_\omega}\right)^2}=A_o \exp^{-\frac{t^2}{2\delta}} \quad , \tag{2.1.84}$$

avec τ_ω la largeur à mi-hauteur de l'impulsion (champ au carré), on montre après quelques calculs (voir référence 2.21 [2.21 San]) que l'évolution temporelle du champ électrique de l'onde doublée en fréquence à l'abscisse ℓ est donnée par :

$$A_{2\omega}(\ell,t)=\frac{\sigma A_o^2}{\text{évg}}\frac{\sqrt{\pi\delta}}{2}\left(\mathrm{Erf}\left(\frac{t-\ell/v_g(\omega)}{\sqrt{\delta}}\right)-\mathrm{Erf}\left(\frac{t-\ell/v_g(2\omega)}{\sqrt{\delta}}\right)\right) . \tag{2.1.85}$$

Le calcul de la largeur à mi-hauteur du carré de cette fonction permet d'évaluer l'élargissement de la durée temporelle de l'impulsion en fonction de la longueur de propagation ℓ dans le milieu non linéaire.

Si l'on considère par exemple le doublage de fréquence (accord de type I) dans un cristal de BBO (cf. plus loin le paragraphe 2.3.2.b) avec une onde fondamentale à 800 nm [10], l'écart des vitesses de groupe est de ≈190 fs/mm. La longueur d'interaction calculée avec l'équation (2.1.81) est donc de ≈530 µm pour des impulsions infrarouges *incidentes* d'une durée de 100 fs. Si l'on utilise par exemple un cristal plus long que cette valeur, 800 µm par exemple, la durée de l'impulsion de l'onde doublée en fréquence va être d'une durée de 115 fs environ à la sortie du cristal. Notons que l'on a négligé dans ce calcul la déplétion de l'onde fondamentale.

Les rappels précédents sur la propagation linéaire et non linéaire d'impulsions femtosecondes seront notamment utiles pour évaluer l'impact de la dispersion sur les allures temporelles des impulsions pompe et signal, lorsqu'elles arrivent sur le cristal où est réalisée l'amplification paramétrique d'images. Notons aussi, qu'à partir du système d'équations (2.1.80), on peut effectuer une simulation numérique du mélange à trois ondes sur une longueur de propagation donnée. Une telle simulation permet d'évaluer le gain pour les ondes complémentaire et signal ainsi que la largeur de la porte temporelle que l'on va produire. Ces dernières caractéristiques dépendent étroitement, non seulement des durées et des énergies des impulsions pompe et signal ainsi naturellement que de la longueur du cristal, mais aussi de l'écart des vitesses de groupe entre les différentes impulsions. Nous utiliserons une simulation de ce type pour y confronter nos résultats expérimentaux (cf. paragraphe 2.3.3.c). Pour l'instant, on va déjà chercher, à l'aide de formules analytiques simples, à évaluer la valeur approchée de la longueur du cristal qui va être adaptée à une configuration expérimentale donnée.

2.1.4.c. Acceptances spectrales et longueur d'interaction : cas particulier de l'APO avec l'onde complémentaire nulle à l'entrée du cristal.

La longueur de notre cristal doit être limitée. Se posent, en effet, le problème de *l'acceptance spectrale* (si le cristal est trop long, de nombreuses fréquences des spectres des ondes signal et pompe ne vont pas pouvoir participer au processus de manière efficace : le désaccord de phase les affectant sera trop élevé) et celui du *recouvrement temporel des impulsions signal et pompe* au

[10] L'angle d'accord de phase pour un accord colinéaire est alors égal à ≈29,2°.

cours de leur propagation dans le cristal (les ondes signal et pompe ne vont interagir efficacement que sur une longueur du cristal limitée du fait de l'écart des vitesse de groupe).

Acceptances spectrales pour les ondes signal et pompe et longueur du cristal adaptée.

Supposons que l'accord de phase est réalisé pour les pulsations centrales des ondes pompe et signal notées respectivement ω_{po} et ω_{so}. Chaque fréquence ω_s composant le spectre de l'onde signal peut interagir avec chaque fréquence ω_p du spectre de l'onde pompe. La valeur de la fréquence de l'onde complémentaire générée pour chacun de ces couples (ω_s,ω_p) est obtenue en écrivant tout simplement la conservation de l'énergie. À chacun de ces couples (ω_s,ω_p) est alors associé un désaccord de phase donné. Développé au premier ordre pour des variations en fréquence des ondes pompe et signal autour de leur pulsation centrale respective, ce désaccord de phase s'écrit, dans le cas particulier d'un accord de phase colinéaire, sous la forme :

$$\begin{aligned}\Delta k(\omega_{po}+\delta\omega_p,\omega_{so}+\delta\omega_s) \approx \frac{1}{c}\Bigg[&\left(n_p(\omega_{po})+\frac{\partial n_p}{\partial\omega}\right)_{\omega_{po}}\delta\omega_p\Big)(\omega_{po}+\delta\omega_p)\\ &-\left(n_s(\omega_{so})+\frac{\partial n_s}{\partial\omega}\right)_{\omega_{so}}\delta\omega_s\Big)(\omega_{so}+\delta\omega_s)\\ &-\left(n_c(\omega_{co})+\frac{\partial n_c}{\partial\omega}\right)_{\omega_{co}}\delta\omega_c\Big)(\omega_{co}+\delta\omega_c)\Bigg].\end{aligned} \tag{2.1.86}$$

Les termes d'ordre zéro s'annulent puisque la condition d'accord de phase est réalisée pour les fréquences centrales. Le désaccord de phase à l'ordre 1 est donc donné par :

$$\begin{aligned}\Delta k(\omega_{po}+\delta\omega_p,\omega_{so}+\delta\omega_s) \approx [&\left(n_p(\omega_{po})+\omega_{po}\frac{\partial n_p(\omega)}{\partial\omega}\right)_{\omega_{po}}\Big)\,\delta\omega_p\\ -&\left(n_s(\omega_{so})+\omega_{so}\frac{\partial n_s(\omega)}{\partial\omega}\right)_{\omega_{so}}\Big)\,\delta\omega_s-\left(n_c(\omega_{co})+\omega_{co}\frac{\partial n_c(\omega)}{\partial\omega}\right)_{\omega_{co}}\Big)\,\delta\omega_c].\end{aligned} \tag{2.1.87}$$

Soit plus simplement :

$$\Delta k(\delta\omega_p,\delta\omega_s) \approx \frac{1}{c}\left[\left(m_p - m_c\right)\delta\omega_p - \left(m_s - m_c\right)\delta\omega_s\right] \quad , \qquad (2.1.88)$$

en éliminant $\delta\omega_c$ grâce à la relation de conservation de l'énergie :

$$\delta\omega_p = \delta\omega_s + \delta\omega_c \ , \qquad (2.1.89)$$

et en utilisant les quantités m_p, m_s et m_c, respectivement les indices de groupes des ondes pompe, signal et complémentaire, donnés par une relation du type :

$$m(\omega_o) = n(\omega_o) + \omega_o \left.\frac{\partial n}{\partial \omega}\right)_{\omega_o} \ . \qquad (2.1.90)$$

L'accord de phase est donc non critique pour des variations en fréquence des ondes pompe et signal si les trois ondes en interaction ont les mêmes indices de groupe.

Pour un accord de type I, où les ondes signal et complémentaire sont de même polarisation, l'accord de phase est non critique en fréquence pour l'onde signal, si l'on est à la dégénérescence en longueur d'onde : les ondes étant alors de même nature (fréquence et polarisation), leurs indices de groupe sont naturellement égaux.

Lorsque les indices de groupe des trois ondes ne sont pas égaux, l'accord est critique en fréquence (cela sera notre cas, expérimentalement) et l'expression (2.1.88) permet alors de calculer les acceptances spectrales pour les ondes signal et pompe pour une longueur du cristal donnée. On calcule l'acceptance spectrale pour l'onde pompe en considérant l'onde signal monofréquence soit $\delta\omega_s = 0$. La relation (2.1.88) se simplifie alors sous la forme :

$$\Delta k(\delta\omega_p) \approx \frac{\left(m_p - m_c\right)}{c}\,\delta\omega_p \ . \qquad (2.1.91)$$

Soit Δk_{-3dB} la valeur du désaccord de phase à -3 dB pour le processus concerné, l'acceptance spectrale pour la pompe $2\Delta\omega_p'$ est donc égale à :

$$2\,\Delta\omega_p' \approx \frac{2\,c}{|m_p - m_c|}\,\Delta k_{-3dB} \quad , \tag{2.1.92}$$

puisque l'acceptance spectrale est donnée pour un accord de phase critique par la relation (cf. paragraphe 2.1.3.c) :

$$2\,\Delta\omega_p' = 2\,\Delta k_{-3dB}\left(\frac{\partial \Delta k}{\partial \omega_p}\right)^{-1} \quad , \tag{2.1.93}$$

et que, d'après la relation (2.1.91), on a :

$$\left(\frac{\partial \Delta k}{\partial \omega_p}\right) \approx \frac{(m_p - m_c)}{c} \quad , \tag{2.1.94}$$

De la même manière, on établit l'expression de l'acceptance spectrale pour l'onde signal, soit :

$$2\,\Delta\omega_s' \approx \frac{2\,c}{|m_s - m_c|}\Delta k_{-3dB} \quad . \tag{2.1.95}$$

Prenons l'exemple d'un processus paramétrique à la dégénérescence en longueur d'onde, pour lequel g, le gain paramétrique par unité de longueur, est suffisamment faible pour que le désaccord de phase à -3 dB puisse être donné par la relation suivante (cf. paragraphe 2.1.3.c) :

$$\Delta k_{-3dB} \approx \frac{1}{L} 0{,}886\,\pi \quad , \tag{2.1.96}$$

avec L la longueur du cristal, l'acceptance angulaire pour l'onde signal est alors donnée par :

$$2\,\Delta\omega_s' \approx \frac{1{,}772\,\pi\,c}{|m_s - m_c|} \times \frac{1}{L} \quad . \tag{2.1.97}$$

De manière inverse, on peut calculer la longueur du cristal qui est adaptée aux largeurs spectrales des ondes signal et pompe, présentes à l'entrée du cristal. Notons $\Delta\omega_s$ et $\Delta\omega_p$ les

largeurs spectrales à mi-hauteur de leur spectre respectif et considérons le cas particulier où ces largeurs sont égales : $\Delta\omega_p = \Delta\omega_s$. Si l'écart entre les indices de groupe des ondes signal et complémentaire est plus élevé que celui existant entre les ondes pompe et complémentaire ($|m_s - m_c| > |m_p - m_c|$), l'accord de phase est alors "plus critique" en fréquence pour l'onde signal que pour l'onde pompe (on a alors $2\,\Delta\omega_s' < 2\Delta\omega_p'$). La longueur du cristal doit donc être adaptée à la largeur spectrale de l'impulsion signal (dans le cas contraire, c'est la largeur spectrale de l'impulsion pompe qui limite la longueur du cristal). On doit égaler pour cela l'acceptance angulaire du cristal ($2\,\Delta\omega_s'$) à la largeur spectrale de l'impulsion ($\Delta\omega_s$) d'où (cf. (2.1.97)) :

$$L \approx \frac{1{,}772\,\pi\,c}{|m_s - m_c|\left(2\,\Delta\omega_s'\right)} \tag{2.1.98}$$

donne :

$$L(\Delta\omega_s) \approx \frac{1{,}772\,\pi\,c}{|m_s - m_c|\,\Delta\omega_s} \tag{2.1.99}$$

avec $L(\Delta\omega_s)$ la longueur adaptée du cristal. Si l'on exprime les largeurs des spectres en longueur d'onde, on obtient alors :

$$L(\Delta\lambda_s) \approx \frac{0{,}886\,\lambda_s^2}{|m_s - m_c|\,\Delta\lambda_s} \tag{2.1.100}$$

Pour l'onde pompe, on obtiendrait de manière équivalente :

$$L(\Delta\lambda_p) \approx \frac{0{,}886\,\lambda_p^2}{|m_p - m_c|\,\Delta\lambda_p} \tag{2.1.101}$$

En conclusion de ce paragraphe, dans le cas d'un accord de phase critique en fréquence pour les ondes signal et pompe, pour trouver la longueur approchée du cristal adaptée aux largeurs spectrales des ondes signal et pompe, il suffit de calculer les quantités données par les relations (2.1.100) et (2.1.101) et d'égaler la longueur du cristal à la plus petite de ces deux quantités.

Intéressons nous maintenant à la longueur d'interaction dans le cristal entre les impulsions signal et pompe.

Longueur d'interaction et écart des vitesses de groupe.

De la même manière que précédemment avec l'exemple du doublage de fréquence (cf. paragraphe 2.1.4.b), on peut déterminer la longueur dans le cristal le long de laquelle les impulsions pompe et signal restent "superposées". Pour augmenter cette longueur d'interaction, on peut retarder temporellement l'arrivée sur le cristal de l'impulsion qui se propage le plus vite (cf. fig. 2.13).

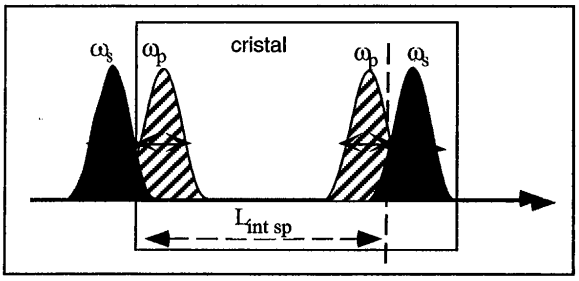


Figure 2.13 : Longueur d'interaction, ou de "recouvrement", des impulsions pompe et signal dans le cristal (noté $L_{int\ sp}$).

La longueur d'interaction entre les impulsions signal et pompe, que l'on note $L_{int\ sp}$, est alors donnée par la relation :

$$L_{int\ sp} = \frac{(\tau_s + \tau_p)}{évg} \tag{2.1.102}$$

avec τ_s et τ_p les durées des impulsions signal et pompe et évg, l'écart des vitesses de groupe, donné par :

$$évg = \left| \frac{1}{v_{gs}(\omega_{so})} - \frac{1}{v_{gp}(\omega_{po})} \right| = \left| \frac{m_s - m_p}{c} \right| , \tag{2.1.103}$$

avec $v_{gs}(\omega_{so})$ et $v_{gp}(\omega_{po})$ respectivement les vitesses de groupe des impulsions signal et pompe, d'où :

$$L_{int\ sp} = \frac{(\tau_s + \tau_p)\, c}{|m_s - m_p|} . \tag{2.1.104}$$

La longueur du cristal adaptée approchée pour notre configuration expérimentale peut donc être simplement choisie en la prenant égale à la plus petite des longueurs $L(\Delta\lambda_s)$, $L(\Delta\lambda_p)$, et $L_{int\,sp}$, longueurs respectivement déterminées à partir des relations (2.1.100), (2.1.101) et (2.1.104)[11].

Prenons l'exemple d'un cristal de BBO taillé pour un accord de phase de type II pour un onde pompe à 400 nm et une onde signal à 800 nm (c'est le cristal que nous avons utilisé expérimentalement : cf. paragraphe 2.3.2.b). L'accord de phase colinéaire est obtenu pour un angle θ_p, entre l'axe optique et la direction de propagation des trois ondes, égal à 42,3°. Les indices de groupe sont alors respectivement pour des ondes extraordinaire à 400 nm, extraordinaire à 800 nm et ordinaire à 800 nm de 1,71, 1,63 et 1,68. Pour des impulsions pompe et signal "limitées par transformée de Fourier" de 100 fs, le calcul de la longueur du cristal adaptée donne une valeur de l'ordre de grandeur de 700 µm.

En conclusion de cette section, des calculs simples nous ont permis de calibrer la longueur approchée du cristal que l'on va devoir utiliser expérimentalement. Cette longueur est limitée du fait des effets importants de la dispersion en régime femtoseconde. De plus, grâce aux rappels effectués dans les premières parties de cette section, on dispose des notions nécessaires à l'étude de l'amplification paramétrique optique d'images *à deux dimensions*. On a notamment souligné que le processus d'amplification paramétrique optique présente un gain diminuant avec l'accroissement du désaccord de phase. C'est cette propriété qui se trouve être à l'origine de la limitation de la résolution spatiale transversale des images 2D que l'on va produire grâce à l'APO. On va voir maintenant dans la section suivante qu'un accord de phase particulier permet néanmoins de minimiser cet effet. On pourra alors évaluer la résolution des images à deux dimensions que l'on peut espérer obtenir suivant la configuration expérimentale choisie.

---

[11] On peut souligner que, pour des impulsions qui sont limitées par transformée de Fourier, les relations (2.1.100), (2.1.101) et (2.1.104) sont en fait équivalentes. Et ce, tout simplement, parce qu'acceptance spectrale et longueur d'interaction sont des grandeurs qui dépendent toutes deux du même phénomène physique : la dispersion. Ainsi, pour des impulsions gaussiennes, par exemple, limitées par transformée de Fourier, on a, pour des impulsions pompe et signal de même durée ($\tau_s = \tau_p = \tau$), les relations suivantes (cf. paragraphe 2.1.4.a) : $\tau \approx 0,44\ \lambda_s^2 / (c\ \Delta\lambda_s) \approx 0,44\ \lambda_p^2 / (c\ \Delta\lambda_p)$ avec $\Delta\lambda_s$ et $\Delta\lambda_p$ les largeurs spectrales des spectres des impulsions et λ_s et λ_p leur longueur d'onde centrale. Les équations (2.1.100) et (2.1.101) peuvent donc être réécrites, respectivement, sous les formes : $L(\Delta\lambda_s) \approx 2\tau c / (|m_s - m_c|)$ et $L(\Delta\lambda_p) \approx 2\tau c / (|m_p - m_c|)$. Ces dernières relations du même type que la relation (2.1.104).

2.2. Principes de l'imagerie 2D par APO.

2.2.1. Nécessité d'un accord de phase non critique en angle pour l'onde signal.

Commençons par décrire ici plus précisément la partie du montage expérimental spécifiquement dédiée à l'imagerie 2D. Considérons une structure bidimensionnelle placée à l'abscisse z_o (cf. fig. 2.14). Elle diffracte vers l'arrière une fraction de l'onde incidente qui l'éclaire (l'onde incidente n'est pas représentée sur le schéma). Grâce à un système afocal constitué des lentilles L_1 et L_2, on forme avec cette onde, appelée signal, l'image de la structure bidimensionnelle sur un cristal non linéaire placé à l'abscisse z_c (montage dit 4 f). Le mélange de l'onde signal dans le cristal avec l'onde pompe crée l'onde complémentaire avec laquelle on forme l'image finale sur une caméra CCD située à l'abscisse z_i. On peut éliminer, après le cristal, les ondes pompe et signal à l'aide de miroirs dichroïques et/ou de polariseurs suivant les fréquences et les polarisations des différentes ondes en interaction. La séparation des faisceaux complémentaire et signal grâce à la polarisation a par exemple été utilisée par Devaux *et coll.* pour réaliser une imagerie par transillumination à travers des milieux diffusants [2.5 Dev] (cf. paragraphe 1.3.3.b). Nous présenterons à la fin de cette section d'autres configurations d'imagerie possibles.

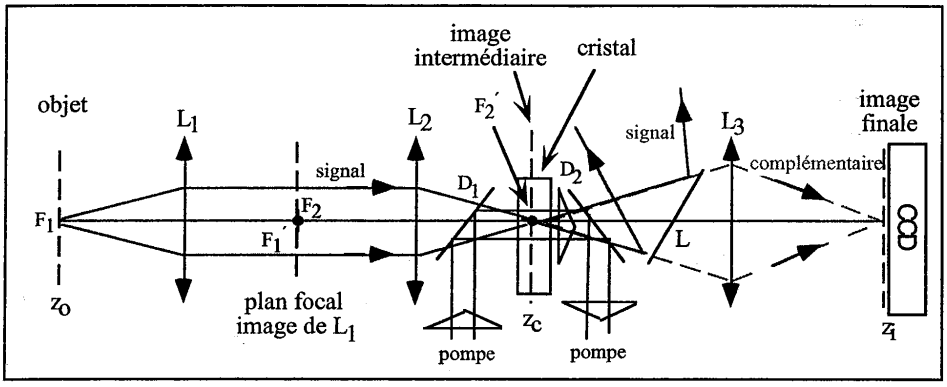


Figure 2.14 : Schéma expérimental pour la réalisation de l'imagerie 2D par APO. Les lentilles L_1 et L_2 constituent un système afocal avec lequel on image l'objet sur le cristal (montage *dit 4f* : l'objet est au foyer objet F_1 de la lentille L_1 ; l'image est donc formée au foyer image F_2' de la lentille L_2). Les lames dichroïques D_1 et D_2 permettent le mélange et la séparation de l'onde pompe avec les ondes signal et complémentaire. L'élément optique L sépare les faisceaux signal et complémentaire et la lentille L_3 conjugue les plans d'abscisses z_c et z_i. Une caméra CCD permet de visualiser l'image finale.

Dans le cas où l'objet éclairé possède un facteur de réflexion uniforme, il réfléchit simplement le faisceau signal suivant une direction déterminée par les lois de Snell-Descartes. On note $\underline{u}(0,0)$ le vecteur d'onde unitaire correspondant à cette direction. Si l'objet possède un facteur de réflexion qui varie spatialement, l'onde est diffractée dans l'espace de manière plus complexe. Cette onde peut être décomposée en une somme d'ondes planes, chacune associée à une fréquence spatiale donnée (ν_x,ν_y) de l'objet. Les vecteurs d'ondes de ces différentes ondes planes se répartissent autour de $\underline{u}(0,0)$ (cf. fig. 2.15). On appelle ordre zéro de l'objet, le vecteur d'onde qui correspond à la fréquence spatiale nulle de l'objet. Il est noté $\underline{k}_s(0,0)$ et est colinéaire à $\underline{u}(0,0)$. Plus la fréquence spatiale considérée de l'objet est élevée, plus le vecteur d'onde qui lui est associé, $\underline{k}_s(\nu_x,\nu_y)$, est incliné autour de l'ordre zéro de l'objet.

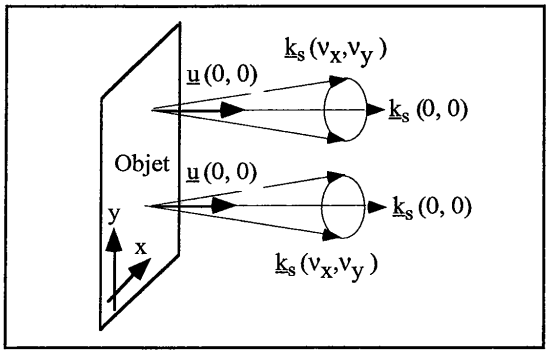


Figure 2.15 : Décomposition en ondes planes de l'onde diffractée vers l'arrière sur l'objet. Les différents vecteurs d'ondes $\underline{k}_s(\nu_x,\nu_y)$ correspondent aux différentes fréquences spatiales (ν_x,ν_y) de l'objet et sont répartis autour de l'ordre zéro de l'objet, noté $\underline{k}_s(0,0)$. Les variables (ν_x,ν_y) sont les variables conjuguées de (x,y).

Les différents points situés dans le plan focal image de la lentille L_1 (cf. fig. 2.14) correspondent aux différentes fréquences spatiales (ν_x,ν_y) de l'objet : on observe dans ce plan le *spectre de Fourier* de l'objet. Si l'on y place un diaphragme, de faible diamètre et centré sur l'ordre zéro, on empêche les fréquences spatiales élevées d'atteindre la lentille L_2. L'image finale présente alors une résolution spatiale transversale dégradée.

Dans le contexte du système d'imagerie par APO présenté sur la figure 2.14, c'est l'acceptance angulaire du processus d'APO qui joue le rôle d'un diaphragme virtuel. Supposons en

effet qu'un accord de phase est réalisé pour le vecteur d'onde pompe $\underline{k}_p$[12] et l'ordre zéro de l'objet $\underline{k}_s(0,0)$ (cf. fig. 2.16). On a alors $\underline{k}_p - \underline{k}_s(0,0) - \underline{k}_c(0,0) = \underline{0}$. Plus les vecteurs d'ondes $\underline{k}_s(\nu_x,\nu_y)$, situés autour de $\underline{k}_s(0,0)$, correspondent à des fréquences élevées de l'objet, plus ils sont inclinés autour de l'ordre zéro de l'objet et donc plus le désaccord de phase est élevé. Le gain est d'autant diminué. Les fréquences spatiales élevées de l'objet sont donc amplifiées de manière moins efficace que ne le sont les fréquences spatiales basses. La résolution sur l'image finale décroît en conséquence.

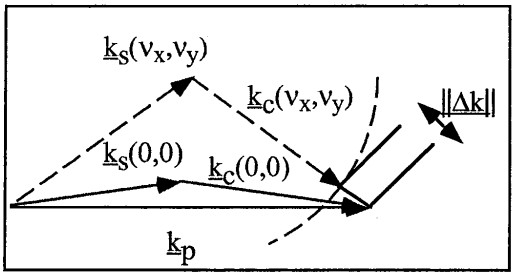


Figure 2.16 : Représentation géométrique du désaccord de phase ($\|\Delta\underline{k}\|$) pour une fréquence spatiale (ν_x,ν_y) de l'objet alors que l'accord de phase est réalisé pour les vecteurs $\underline{k}_p$, $\underline{k}_s(0,0)$ et $\underline{k}_c(0,0)$. Pour chaque onde plane signal, de vecteur d'onde $\underline{k}_s(\nu_x,\nu_y)$, est créée une onde plane complémentaire, caractérisée par un vecteur d'onde noté $\underline{k}_c(\nu_x,\nu_y)$. On fait l'hypothèse raisonnable que la direction du vecteur d'onde $\underline{k}_c(\nu_x,\nu_y)$ est telle qu'elle minimise le désaccord de phase. Elle est donc ici parallèle à $\left(\underline{k}_p - \underline{k}_s(\nu_x,\nu_y)\right)$. La valeur absolue du désaccord de phase est alors donnée par $\left|\left\|\underline{k}_p - \underline{k}_s(\nu_x,\nu_y)\right\| - \left\|\underline{k}_c(\nu_x,\nu_y)\right\|\right|$ (l'onde signal est ici extraordinaire et l'onde complémentaire est ordinaire).

Pour que la configuration d'accord de phase puisse permettre d'amplifier efficacement le plus de fréquences spatiales possibles, le désaccord de phase doit donc faiblement augmenter pour une variation en angle du vecteur d'onde signal autour de la configuration d'accord de phase. Autrement dit, l'accord de phase doit être *non critique* en angle pour l'onde signal : la dérivée du désaccord de phase par rapport à une variation en angle du vecteur d'onde signal doit être nulle.

[12] On suppose que la divergence du faisceau pompe est suffisamment faible pour associer à l'onde pompe un vecteur d'onde unique $\underline{k}_p$.

2.2.2. Accord de phase φθ–OBNC.

Une configuration vectorielle particulière du mélange 3 ondes permet de satisfaire à ce caractère non critique pour une variation en angle du vecteur d'onde signal. Ce type d'accord de phase, appelé *φθ–OBNC* [13], a été explicité par E. Lantz *et coll.* et utilisé pour réaliser des images 2D par APO avec une résolution élevée [2.22 Lan, 2.5 Dev].

On va décrire ici cette configuration vectorielle de l'accord de phase dans le cas d'un cristal uniaxe (un cristal que nous avons utilisé pour la réalisation expérimentale). Les formules analytiques présentées sont aussi directement utilisables pour un accord de phase dans les plans principaux d'un cristal biaxe. On ne donnera dans le corps du texte que les formules analytiques essentielles. Les calculs vectoriels élémentaires plus complets ne sont donnés qu'en annexe afin de faciliter la lecture (cf. annexe 2.1).

On rappelle que l'on calcule le désaccord de phase à partir de la norme du vecteur suivant :

$$\underline{\Delta k} = -\underline{k}_p + \underline{k}_s + \underline{k}_c \,, \tag{2.2.1}$$

et que pour un cristal uniaxe la norme d'un vecteur d'onde de polarisation extraordinaire dépend à la fois de la longueur d'onde et de son angle avec l'axe optique, noté θ. Pour une onde ordinaire, cette norme dépend uniquement de la longueur d'onde.

On part d'une géométrie où les vecteurs d'ondes signal, complémentaire et pompe sont dans un même plan passant par l'axe optique (Oz). Les angles θ_s, θ_c et θ_p permettent de repérer leur direction respective dans le cristal (cf. fig. 2.17). L'accord de phase (colinéaire ou non colinéaire) est alors réalisé. Pour une direction du vecteur d'onde pompe qui reste fixe et pour une variation d'un angle $\Delta\theta_s$ du vecteur d'onde signal dans le plan passant par l'axe optique, le désaccord de phase s'écrit :

$$\left\|\underline{\Delta k}\right\| = \left\| \underline{\Delta k}(0) + \frac{\partial(\underline{\Delta k})}{\partial \theta_s}\Delta\theta_s + \frac{1}{2}\frac{\partial^2(\underline{\Delta k})}{\partial {\theta_s}^2}\Delta{\theta_s}^2 + \ldots \right\| \,, \tag{2.2.2}$$

[13] OBNC pour "*One Beam Non Critical phase matching*" [2.22 Lan] en anglais (accord de phase non critique pour une onde) et φθ pour faire référence aux angles déterminant la direction d'un vecteur d'onde dans un cristal uniaxe.

avec ici $\underline{\Delta k}(0) = \underline{0}$ puisque l'accord de phase est supposé réalisé. L'accord de phase sera non critique par rapport à une variation de l'angle θ_s, si la relation suivante est vérifiée :

$$\frac{\partial(\underline{\Delta k})}{\partial\theta_s} = \underline{0} \ . \tag{2.2.3}$$

Puisque $\underline{k}_p$ est fixe, on a :

$$\frac{\partial(\underline{\Delta k})}{\partial\theta_s} = \frac{\partial(\underline{k}_s)}{\partial\theta_s} + \frac{\partial(\underline{k}_c)}{\partial\theta_s} \ , \tag{2.2.4}$$

d'où :

$$\frac{\partial(\underline{k}_s)}{\partial\theta_s} = -\frac{\partial(\underline{k}_c)}{\partial\theta_s} = -\frac{\partial(\underline{k}_c)}{\partial\theta_c}\ \frac{\partial\theta_c}{\partial\theta_s} \ . \tag{2.2.5}$$

Comme on va le voir, cette relation vectorielle élémentaire suffit à définir la configuration vectorielle de l'accord de phase non critique de manière complète.

Colinéarité des vecteurs de Poynting des ondes signal et complémentaire.

À la vue de la relation (2.2.5), les vecteurs $\frac{\partial(\underline{k}_s)}{\partial\theta_s}$ et $\frac{\partial(\underline{k}_c)}{\partial\theta_c}$ doivent être colinéaires. Par propriété, ces vecteurs sont tangents à leur surface des vecteurs d'onde respective[14] (cf. fig. 2.17). Or, comme on l'a déjà souligné dans le paragraphe 2.1.4.a, les vecteurs de Poynting $\underline{S}_s$ et $\underline{S}_c$ sont justement perpendiculaires à ces surfaces des vecteurs d'onde. *Les vecteurs de Poynting $\underline{S}_s$ et $\underline{S}_c$ doivent donc être colinéaires pour que la condition d'accord de phase puisse être non critique pour une variation en angle de l'onde signal. Les énergies des ondes signal et complémentaire (c'est- à-dire les rayons lumineux) se propagent alors dans la même direction dans le cristal.*

[14] On rappelle que la surface des vecteurs d'onde est la surface décrite par l'extrémité du vecteur d'onde.

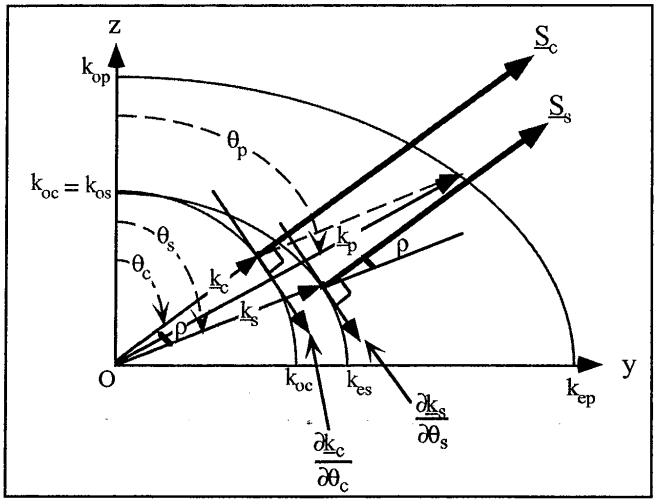


Figure 2.17 : Exemple d'un accord de phase φθ–OBNC de type II à la dégénérescence en longueur d'onde pour un cristal uniaxe positif (l'onde signal est ici extraordinaire et l'onde complémentaire est ordinaire). La colinéarité des vecteurs obtenus par dérivation des vecteurs d'ondes signal et complémentaire respectivement par rapport aux angles θ_S et θ_C implique la colinéarité des vecteurs de Poynting associés à ces ondes (respectivement $\underline{S}_s$ et $\underline{S}_c$). ρ est l'angle de double réfraction.

On a uniquement considéré ici une variation de la direction du vecteur d'onde signal suivant l'angle θ_S. La nécessité d'une colinéarité des vecteurs de Poynting des ondes signal et complémentaire pour l'obtention de l'accord de phase non critique est généralisable quel que soit la variation en direction du vecteur d'onde signal dans l'espace et quel que soit le cristal anisotrope considéré (uniaxe ou biaxe) : les dérivées des vecteurs d'ondes signal et complémentaire par rapport à une variation en angle de leur direction de propagation ne sont colinéaires que si les vecteurs de Poynting des ondes signal et complémentaires sont colinéaires.

Sous quelles conditions les vecteurs de Poynting sont-ils colinéaires pour les ondes signal et complémentaire dans un cristal uniaxe ?

Si ces ondes sont de *même nature* (c'est-à-dire si leur polarisation et fréquence sont identiques, et il s'agit alors d'un accord de phase de type I à la dégénérescence en longueur d'onde), elles voient un même angle de double réfraction (on rappelle que l'angle de double

réfraction est l'angle séparant le vecteur d'onde du vecteur de Poynting dans un cristal biréfringent). Les vecteurs de Poynting signal et complémentaire sont donc colinéaires dans ce cas si et seulement si les vecteurs d'onde signal et complémentaire sont colinéaires : *l'accord de phase non critique est colinéaire* pour des ondes de même nature.

Si les ondes signal et complémentaire sont de *natures différentes* (polarisation et/ou fréquence différentes), deux cas distincts se présentent.

Si les vecteurs d'ondes signal et complémentaire se trouvent dans le plan perpendiculaire à l'axe optique, alors leur angle de double réfraction est nul et ce quel que soit leur polarisation ou fréquence. De nouveau, l'accord de phase non critique est un accord de phase colinéaire.

Par contre, pour tout autre direction de propagation dans le cristal, les ondes extraordinaires voient un angle de double réfraction non nul. L'accord de phase est *non colinéaire*, et ce de telle manière que les vecteurs de Poynting signal et complémentaire soient colinéaires. Si l'on considère l'exemple d'un accord de type II, où les polarisations des ondes signal et complémentaire sont croisées, les vecteurs d'onde complémentaire et signal doivent être séparés dans le cristal *d'un angle égal à l'angle de double réfraction de l'onde extraordinaire.* Les vecteurs de Poynting sont alors colinéaires (c'est l'exemple choisi pour la figure 2.17).

En résumé, les orientations des vecteurs d'onde pompe et signal dans le cristal doivent être telles que l'accord de phase soit réalisé *et* que les vecteurs de Poynting des ondes signal et complémentaire soient colinéaires. Une seule configuration vectorielle permet de satisfaire à ces deux conditions. L'accord de phase est alors non critique en angle pour l'onde signal et un maximum de fréquences spatiales peuvent être amplifiées.

Compensation du désaccord de phase au premier ordre pour une variation angulaire du vecteur d'onde signal.

En fait, lorsque cet accord de phase φθ–OBNC est réalisé, le désaccord de phase provoqué par la variation en angle du vecteur d'onde signal autour de la condition d'accord de phase est compensé *au premier ordre par une variation angulaire de sens opposé du vecteur d'onde de l'onde complémentaire,* qui est créée par le processus d'amplification paramétrique. La valeur de cette variation angulaire est telle que l'équation 2.2.5 soit vérifiée.

Pour un accord de phase de type I à la dégénérescence, cette variation est symétrique (cf. annexe 2.1), on a :

$$\Delta\theta_c = -\Delta\theta_s \quad . \tag{2.2.6}$$

Pour un accord de phase de type II, il faut aussi tenir compte de la biréfringence du cristal. Par exemple, à la dégénérescence en longueur d'onde avec une onde signal extraordinaire et une onde complémentaire ordinaire, on peut, moyennant certaines approximations (cf. annexe 2.1), exprimer la variation $\Delta\theta_c$ en fonction de $\Delta\theta_s$ sous la forme :

$$\Delta\theta_c \approx -\frac{n^e(\theta_{so})}{n_o}\Delta\theta_s \quad . \tag{2.2.7}$$

L'onde complémentaire est donc créée dans une direction qui minimise le désaccord de phase. Pour une configuration d'accord de phase non critique, ce désaccord de phase est alors nul au premier ordre et pour calculer sa valeur approchée, on pousse le calcul de son développement limité jusqu'au second ordre.

Expression du désaccord de phase au deuxième ordre.

Pour une configuration φθ–OBNC, le désaccord de phase s'écrit, au second ordre :

$$\left|\left|\underline{\Delta k}\right|\right| \approx \frac{\Delta\theta_s^2}{2}\left|\left|\frac{\partial^2(\underline{\Delta k})}{\partial\theta_s^2}\right|\right| \quad . \tag{2.2.8}$$

Quel que soit l'accord de phase considéré (I ou II), ou le cristal uniaxe considéré (positif ou négatif), la valeur de ce désaccord de phase à l'ordre deux en $\Delta\theta_s$ peut être approchée par l'expression (cf. l'annexe 2.1 pour les calculs) :

$$\left|\left|\underline{\Delta k}\right|\right| \approx \frac{2\pi}{\lambda}\Delta\theta_s^2\, n_s \quad , \tag{2.2.9}$$

avec n_s l'indice vu par l'onde signal dans le cristal et λ la longueur d'onde de la radiation optique dans le vide.

À partir de cette expression du désaccord de phase pour un accord φθ–OBNC, on va maintenant pouvoir exprimer l'acceptance angulaire du processus d'APO pour l'onde signal. Grâce à la connaissance de cette acceptance angulaire, on sera alors à même d'évaluer la résolution spatiale transversale que l'on peut espérer obtenir pour une configuration expérimentale donnée (grandissement du système afocal...).

2.2.3. Acceptance angulaire pour l'onde signal pour un accord φθ–OBNC.

Pour un accord φθ–OBNC, le désaccord de phase étant nul au premier ordre pour une variation de la direction du vecteur d'onde signal, l'acceptance angulaire s'écrit donc (cf. paragraphe 2.1.3.c pour la notion d'acceptance angulaire) :

$$2\Delta\theta_s = 2\sqrt{\|\underline{\Delta k}\|_{-3dB}}\left(\left\|\frac{1}{2}\frac{\partial^2(\underline{\Delta k})}{\partial\theta_s{}^2}\right\|\right)^{-\frac{1}{2}} . \qquad (2.2.10)$$

Or, d'après (2.2.8) et (2.2.9), on a $\left\|\frac{\partial^2(\underline{\Delta k})}{\partial\theta_s{}^2}\right\| \approx \frac{4\pi}{\lambda_s} n_s$. La valeur approchée de cette acceptance angulaire se réécrit donc[15] :

$$2\Delta\theta_s \approx 2\sqrt{\Delta k_{-3dB}}\sqrt{\frac{\lambda_s}{2\pi n_s}} . \qquad (2.2.11)$$

Calculons l'acceptance angulaire pour un cas particulier (cas particulier proche de celui que nous avons réalisé expérimentalement). Nous avons vu que la valeur de Δk_{-3dB} pour l'APO était non seulement dépendante de la longueur du cristal mais aussi de la valeur de g, le gain paramétrique par unité de longueur (cf. paragraphe 2.1.2). Par exemple, pour un milieu non linéaire de longueur L égale à 800 μm et un gain paramétrique par unité de longueur g tel que $g \approx 5\ mm^{-1}$, on obtient $\Delta k_{-3dB} \approx 3{,}9\ mm^{-1}$. En considérant un cristal où l'indice vu par l'onde signal est égal à ≈1,6 à 800 nm, on obtient alors une acceptance angulaire de 35 mrad environ.

[15] On notera Δk à la place de $\|\underline{\Delta k}\|$ pour alléger les notations.

Pour une valeur décroissante de g, cette acceptance angulaire serait diminuée jusqu'à une valeur minimale qui peut être trouvée de manière approchée en combinant les relations (2.2.11) et (2.1.41). Cette valeur minimale est donnée par :

$$2\Delta\theta_{s\,min} \approx 2\sqrt{\frac{0{,}886\,\lambda_s}{2\,L\,n_s}} \quad , \tag{2.2.12}$$

avec L la longueur d'interaction. Toujours avec les mêmes données numériques que pour l'exemple précédent, on trouve avec cette relation : $2\Delta\theta_{s\,min} \approx 33$ mrad. Cette valeur limite correspond d'ailleurs à l'acceptance angulaire que l'on aurait obtenue si l'on avait utilisé le processus de doublage de fréquence à la place de l'amplification paramétrique optique pour réaliser l'imagerie 2D (cf. paragraphe 2.1.2.c). Notons que pour des valeurs de l'acceptance angulaire qui deviennent trop grandes, le calcul du développement limité du désaccord de phase doit être poussé aux ordres supérieurs. Un calcul numérique est alors plus adapté.

2.2.4. Estimation théorique de la résolution spatiale transversale pour l'imagerie 2D par APO.

Résolution pour un système d'imagerie classique.[16]

Le vecteur d'onde $\underline{k}_s(\nu_x,\nu_y)$ est relié à un détail sinusoïdal de l'objet de pas T, exprimé en mètre et donné par la relation :

$$T = \frac{1}{\sqrt{\nu_x^2+\nu_y^2}} \quad . \tag{2.2.13}$$

L'angle $\Delta\theta$ séparant $\underline{k}_s(0,0)$, l'ordre zéro de l'objet, de ce vecteur d'onde $\underline{k}_s(\nu_x,\nu_y)$ est relié au pas T, par la relation :

$$T = \frac{\lambda_s}{\sin(\Delta\theta)} \quad , \tag{2.2.14}$$

[16] "classique" au sens constitué de lentilles, d'objectifs...

avec λ_s la longueur d'onde d'illumination. Pour un système d'imagerie classique, limité par diffraction (sans aberration) et en éclairage cohérent, le plus petit détail que l'on peut résoudre sur l'objet a un pas, noté pas_{min}, égal à :

$$pas_{min} = \frac{\lambda_s}{\sin(\Delta\theta_{max})} \approx \frac{\lambda_s}{\Delta\theta_{max}} \qquad (2.2.15)$$

où $\Delta\theta_{max}$ est l'angle entre l'ordre zéro de l'objet et le rayon le plus incliné par rapport à ce dernier, qui est transmis par le système optique. L'approximation donnée à la droite de l'équation est valable aux faibles angles. L'inverse de ce pas minimal résolu, pas_{min}, est égal à la fréquence de coupure du système optique, notée ν_c. Toutes les fréquences inférieures à ν_c sont transmises avec un même facteur de transmission, égal à 1. Si l'on utilise le même système optique, avec cette fois un éclairage incohérent, les fréquences spatiales seront résolues jusqu'à la valeur de $2\nu_c$, mais cette fois avec un facteur de transmission décroissant avec la fréquence spatiale [2.23 Mar, 2.24 Goo].

Résolution pour le système d'imagerie par APO en éclairage cohérent (montage 4f).

Contrairement à un système d'imagerie classique en éclairage cohérent, le système d'imagerie par APO va transmettre les fréquences spatiales avec un facteur de transmission qui va décroître avec la fréquence. On considère que l'accord de phase est réalisé pour la fréquence spatiale nulle de l'objet. On choisit alors de définir la résolution spatiale transversale de notre système à partir de la fréquence spatiale pour laquelle le gain d'amplification en puissance est divisé par deux par rapport à celui pour la fréquence nulle de l'objet. Cette fréquence spatiale, que l'on note ν_{-3dB}, va être tout simplement déterminée à partir de la valeur de l'acceptance angulaire que l'on a calculée précédemment. On rappelle que l'acceptance angulaire correspond, en effet, à la plage angulaire pour laquelle le gain en puissance reste supérieur à la moitié du gain en puissance maximal qui est obtenu quand l'accord de phase est parfait. Pour déterminer théoriquement cette fréquence ν_{-3dB} à partir de l'acceptance angulaire, il faut aussi tenir compte du grandissement du système afocal, noté g_y, et de l'indice du cristal, noté n_s. L'angle $\Delta\theta_s$ dans le cristal correspond, en effet, à un angle égal à $|g_y| n_s \Delta\theta_s$ au niveau de l'objet (cf. figure 2.18)). On note $\Delta\theta_{-3dB}$ cet angle au niveau de l'objet. La résolution spatiale transversale du système (c'est-à-dire le pas des détails de l'image qui vont être résolus et qui correspondent à la fréquence ν_{-3dB}) est donc donnée par :

$$pas_{-3dB} = \frac{1}{\nu_{-3dB}} \approx \frac{\lambda_s}{\Delta\theta_{-3dB}} \approx \frac{\lambda_s}{|g_y| n_s \Delta\theta_s} \qquad (2.2.16)$$

avec $\Delta\theta_s$ la moitié de l'acceptance angulaire définie par la relation (2.2.11).

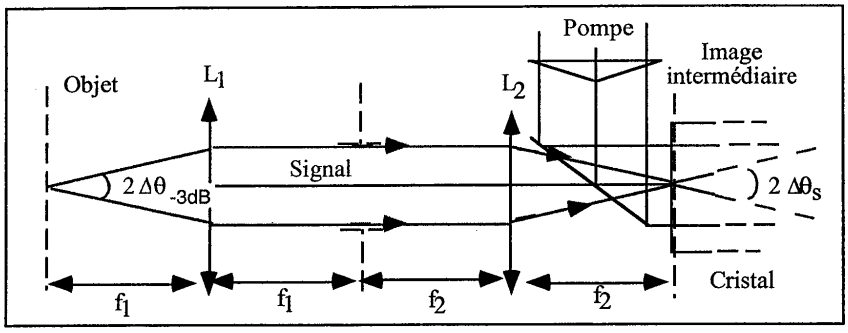


Figure 2.18 : Acceptance angulaire et résolution (voir texte).

Prenons toujours notre exemple d'un cristal de 800 µm de longueur avec un indice de réfraction de 1,6 pour une onde signal à 0,8 µm. On a vu qu'un gain par unité de longueur de 5 mm^{-1} permet d'obtenir, pour un accord non critique φθ–OBNC, une acceptance angulaire d'environ 35 mrad. Avec un grandissement égal à 2 sur le cristal, la résolution spatiale transversale sur l'objet devrait donc être de 14 µm. Cette résolution est de l'ordre de grandeur de celles obtenues avec les techniques d'OCT. Pour un grandissement de 0,5, on obtiendrait une résolution de 56 µm.

Comme l'objet est imagé sur le cristal, c'est la *répartition spatiale de l'éclairement du faisceau pompe* sur le cristal qui va déterminer le *champ de l'objet observé*. Seule sera amplifiée la portion de l'image intermédiaire recouverte par le faisceau pompe.

2.2.5. Autres configurations possibles d'imagerie.

Avant de clore cette section, signalons les configurations d'imagerie alternatives à celle du montage 4 f de la figure 2.14. On peut choisir de placer le cristal non linéaire dans le plan focal de la lentille L_1 (plan de Fourier) et observer l'image finale dans le plan focal de la lentille L_2. Cette fois-ci, c'est la section de l'onde pompe qui joue le rôle de "diaphragme virtuel" et limite la résolution spatiale transversale. L'acceptance angulaire du processus paramétrique détermine, elle, les dimensions de la zone observée sur l'objet.

Une troisième configuration a été utilisée pour produire des images à travers des milieux diffusants en transillumination [2.7-8 Tol]. Cette configuration est permise grâce à la conjugaison de phase vers l'avant permis par le processus d'amplification paramétrique optique [2.14 Dev]. Elle a l'avantage de ne pas nécessiter de lentilles (cf. fig. 2.19). L'onde diffractée (U_{SO}) par l'objet crée, par mélange avec l'onde pompe, l'onde complémentaire (U_{Ci}), conjuguée en phase de l'onde signal. L'image finale est reformée derrière le cristal (cf. paragraphe 1.3.3.b).

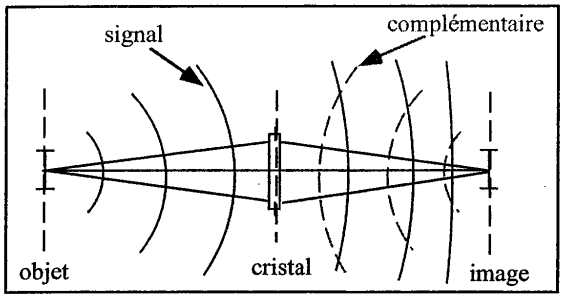


Figure 2.19 : Configuration sans lentille où l'imagerie est réalisée grâce à la propriété de conjugaison de phase vers l'avant de l'amplification paramétrique optique.

En conclusion de cette section, pour un accord φθ–OBNC, le désaccord de phase est proportionnel à l'indice vu par l'onde signal dans le cristal (cf. (2.2.9)) . Cet indice reste du même *ordre de grandeur* quel que soient les cristaux utilisés. La nécessité d'avoir un désaccord de phase le plus faible possible pour les fréquences spatiales élevées de l'objet, si elle détermine complètement la géométrie de l'accord de phase (colinéarité des vecteurs de Poynting) ne décide pas *directement* du choix du cristal. Pour des valeurs de g, le gain paramétrique par unité de longueur, et de L, la longueur du cristal, *identiques*, l'acceptance angulaire pour l'accord φθ–OBNC et donc la résolution des images obtenues vont peu varier suivant les cristaux.

Le choix du cristal va *par contre* être déterminé par des caractéristiques comme la tenue au flux et surtout la valeur du d_{eff} qui doit être la plus élevée possible. Considérons le cas d'un cristal de longueur L_o où une onde pompe d'éclairement É procure un gain paramétrique par unité de longueur g_o. Le gain d'amplification pour l'onde signal, pour un désaccord de phase nul, noté G, dépend du produit g_oL_o. Si l'on considère le cas d'un autre cristal où le gain paramétrique par unité de longueur est égal à g_j sous l'action d'une onde pompe de même éclairement É, on obtient un même gain G pour une longueur de cristal L_j tel que $L_j = g_oL_o / g_j$. Comme la résolution spatiale transversale des images 2D produites est dégradée avec une augmentation de la longueur du cristal (on a une décroissance de l'acceptance angulaire avec un accroissement de la longueur du cristal (cf. (2.2.12)), l'emploi de cristaux de d_{eff} élevés (qui permettent l'obtention de gains paramétriques par unité de longueur g élevés) est la garantie d'une résolution élevée.

2.3. Réalisation expérimentale.

2.3.1. Source laser.

2.3.1.a. Description de la chaîne laser femtoseconde.

La source laser utilisée pour cette expérience est une chaîne laser femtoseconde développée au laboratoire [2.1 Wat, 2.25 Gar]. Elle est constituée de deux parties distinctes contenant chacune un cristal de saphir dopé au titane ($Ti:Al_2O_3$) comme milieu à gain. Dans la première partie, *l'oscillateur,* un train d'impulsions ultra-courtes (< 100 fs) de longueur d'onde centrale ≈800 nm est produit à la cadence de 86 MHz (cf. fig. 2.20). Les impulsions ont alors une énergie moyenne de ≈ 2 nJ. Le fonctionnement du laser en régime femtoseconde est permis notamment grâce au verrouillage passif des modes longitudinaux du laser par lentille de Kerr induite dans le cristal de saphir (laser à *verrouillage de modes KLM*, pour "Kerr Lens Mode Locking"). Une deuxième partie, *l'amplificateur,* permet d'amplifier ces impulsions à la cadence de répétition plus faible de 1 kHz. On utilise à cette fin la méthode d'amplification dite à dérive de fréquence. Les impulsions ne vont être injectées dans la cavité amplificatrice qu'après avoir été allongées temporellement jusqu'à une durée de l'ordre de 300 ps par un groupe d'éléments optiques appelé "*étireur*". On évite ainsi des puissances crêtes trop importantes dans la cavité laser qui pourraient endommager les différents éléments optiques qui s'y trouvent. Une impulsion est piégée dans cette deuxième cavité par le jeu des polarisations et d'une cellule de Pockels (un cristal électro-optique). Elle est amplifiée au cours de ses multiples allers et retours dans la cavité puis est éjectée au moment où l'extraction de l'énergie stockée dans le cristal est maximale. Le contrôle de ce piégeage et de cette éjection est assuré grâce à l'application de différentes tensions sur la cellule de Pockels. Suivant la valeur des tensions appliquées, la cellule de Pockels se comporte en effet soit comme une lame quart d'onde (l'impulsion va entrer ou sortir de la cavité) soit comme une lame demi-onde (l'impulsion est piégée dans la cavité). En sortie d'amplificateur, la puissance moyenne du train d'impulsions est d'environ 1 W. La fréquence de répétition des impulsions est de 1 kHz et est imposée par la cadence du laser de pompe de type YLF. Grâce à un dernier système optique, appelé "*compresseur*" et situé en aval de l'amplificateur, les impulsions vont être recomprimées jusqu'à une durée inférieure à 100 fs. La puissance moyenne du rayonnement laser fournie par la chaîne est alors de ≈500 mW (500 µJ par impulsion). Une partie importante de ce rayonnement a été utilisée pour réaliser l'expérience d'amplification paramétrique d'images (300 mW environ), la partie restante étant dédiée à d'autres

expériences effectuées au laboratoire (études sur la supraconduction et sur l'imagerie de surfaces par doublage de fréquence).

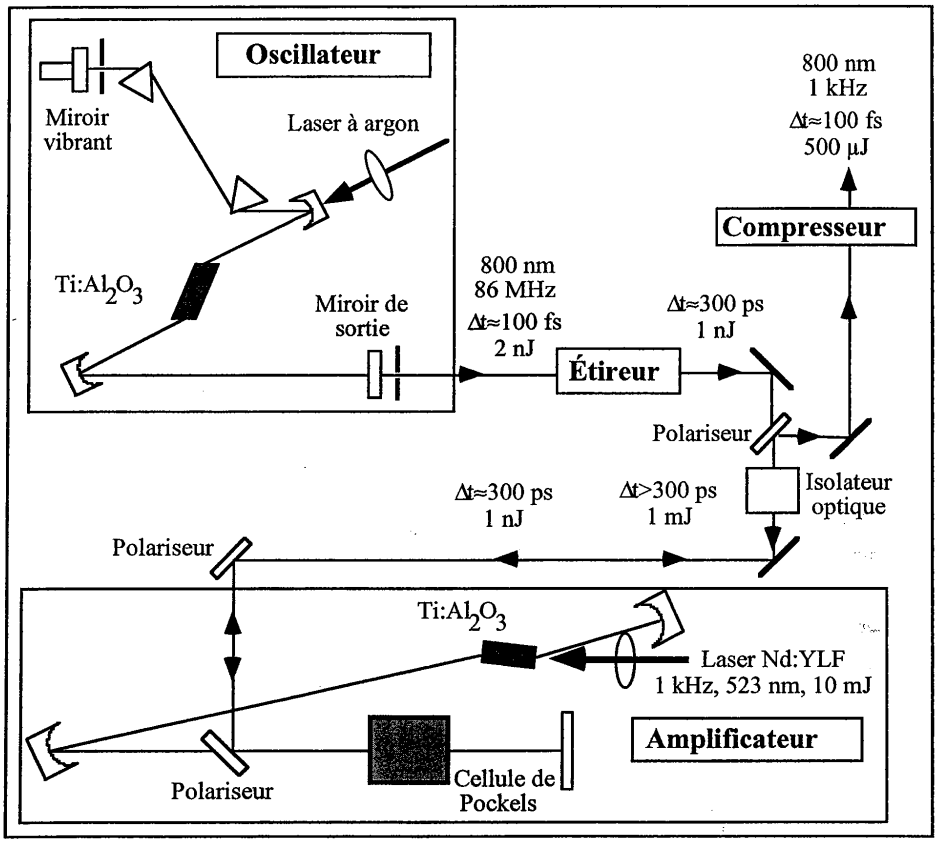


Figure 2.20 : Représentation schématique de la chaîne laser femtoseconde.

2.3.1.b. Spectre et autocorrélation des impulsions infrarouges.

Le spectre des impulsions infrarouges en sortie de compresseur présente l'allure typique représentée sur la figure 2.21. Suivant le réglage de la cavité laser oscillateur, la longueur d'onde centrale des impulsions est comprise entre 790 nm et 805 nm. La valeur typique est de ≈800 nm. La largeur du spectre à mi-hauteur est de ≈10 nm.

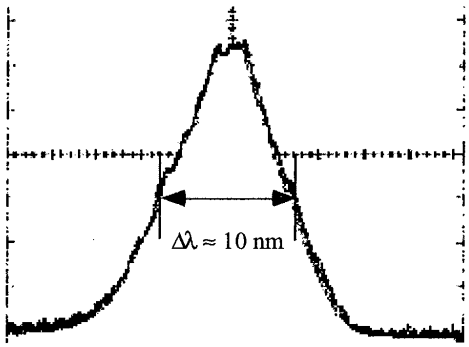


Figure 2.21: Spectre typique des impulsions infrarouges, à la sortie du compresseur, ici centré autour de 793 nm et de largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda \approx 10$ nm.

Pour une largeur de spectre de 10 nm et en considérant des impulsions d'allures temporelles gaussiennes qui ne présentent pas de dérive de fréquence, la largeur temporelle à mi-hauteur des impulsions doit être théoriquement de 94 fs (cf. relation (2.1.67)). La mesure expérimentale de cette durée a été obtenue par autocorrélation réalisée par doublage de fréquence dans un cristal non linéaire. Le schéma de l'autocorrélateur se trouve sur la figure 2.22. Le rayonnement infrarouge est divisé en deux faisceaux distincts qui sont tous deux envoyés sur une lentille convergente. Les deux faisceaux décalés spatialement sur la lentille sont mélangés dans un cristal doubleur placé au foyer de la lentille. Le signal à 2 ω généré sur la bissectrice de l'angle entre les deux faisceaux à ω est détecté avec une photodiode.

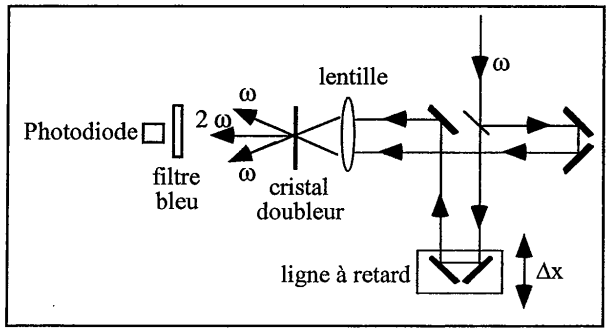


Figure 2.22: Schéma de l'autocorrélateur.

Une ligne à retard dont le déplacement est assuré par l'intermédiaire d'un moteur pas à pas commandé par ordinateur permet de faire varier le décalage temporel entre les deux faisceaux à ω.

Le signal électrique délivré par la photodiode est proportionnel à la puissance du signal à 2 ω. Sa mesure en fonction du décalage temporel entre les deux faisceaux à ω permet d'obtenir la fonction d'autocorrélation de la puissance du signal à ω donnée par la relation :

$$P(2\omega,\tau) \propto \int_{-\infty}^{-\infty} P(\omega,t)\,P(\omega,t+\tau)\,dt \ . \qquad (2.3.1)$$

La largeur à mi-hauteur τ_{ac} des courbes d'autocorrélation est reliée à la largeur temporelle à mi-hauteur τ des impulsions à la pulsation ω par la relation :

$$\tau_{ac} = C\ \tau \ , \qquad (2.3.2)$$

avec par exemple C= 1,414 pour des impulsions gaussiennes [2.26 Sal]. Pour un réglage optimisé du compresseur, la valeur de la largeur à mi-hauteur de la courbe d'autocorrélation τ_{ac} après ajustement gaussien est de 130 fs (cf. fig. 2.23). La durée τ des impulsions considérées comme d'allures temporelles gaussiennes est donc d'environ 92 fs, valeur très proche de celle prévue théoriquement.

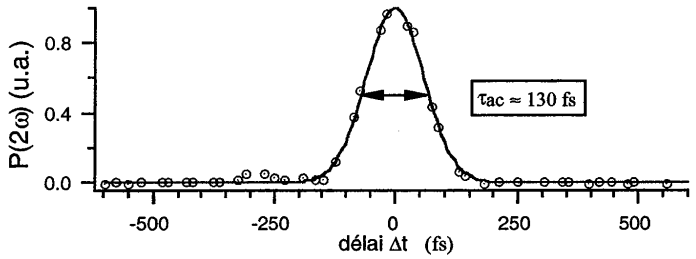


Figure 2.23: Courbe d'autocorrélation pour un réglage optimisé du compresseur. Les cercles représentent les mesures expérimentales et la courbe en trait plein est la courbe ajustée passant par ces points (ajustement gaussien).

Le réglage critique pour obtenir une compression optimale des impulsions est la position d'un prisme, un élément du compresseur[17], qui permet de faire varier le chemin optique parcouru par les différentes fréquences qui composent le spectre des impulsions ultra-courtes. Si la position

[17] Le compresseur, système à dispersion négative (les hautes fréquences s'y propagent plus rapidement), permet de compenser la dispersion positive introduite par l'étireur et les différents éléments optiques traversés par le faisceau infrarouge (notamment les éléments de la cavité amplificatrice).

du prisme n'est pas ajustée à mieux que 500 µm, les impulsions ne sont pas "limitées par transformée de Fourier". Sur la figure 2.24 est représentée la durée des impulsions pour différentes positions de ce prisme. L'ajustement de la position de ce prisme est un des rares réglages à effectuer de manière quotidienne pour garantir un fonctionnement optimal de la chaîne laser femtoseconde.

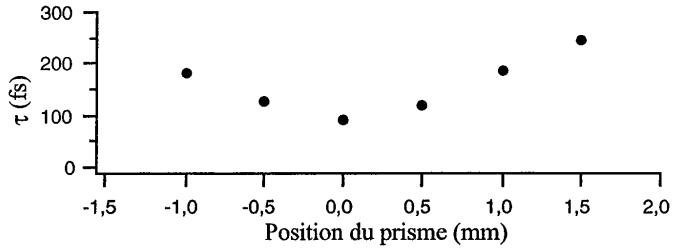


Figure 2.24 : Durée des impulsions τ (largeur à mi-hauteur) en fonction de la position du prisme.

2.3.2. Choix du processus non linéaire.

2.3.2.a. Choix d'un accord de phase de type II à la dégénérescence en longueur d'onde.

Plusieurs solutions sont envisageables pour réaliser notre système d'amplification paramétrique d'images à partir de cette source.

La plus simple, celle que nous avons retenue, est de réaliser un processus d'amplification paramétrique dégénéré en longueur d'onde. Par doublage de fréquence de l'onde à 800 nm dans un premier cristal non linéaire, on crée l'onde pompe à 400 nm. Le résidu de rayonnement à 800 nm, situé dans la fenêtre thérapeutique, peut alors être utilisé comme onde signal et son mélange avec l'onde pompe dans un deuxième cristal non linéaire génère l'onde complémentaire à 800 nm. Pour pouvoir séparer les faisceaux signal et complémentaire de manière à observer uniquement l'image résolue temporellement sur la caméra CCD (qui est portée par le faisceau complémentaire), un accord de phase de type II est donc nécessaire. Les polarisations des ondes signal et complémentaire sont alors croisées et l'on peut éliminer l'onde signal avec un simple polariseur. L'onde pompe est, elle, éliminée avec un miroir dichroïque. L'intérêt de ce choix est de réaliser l'image finale avec un rayonnement à 800 nm où le rendement des capteurs CCD à base de silicium est élevé.

Une autre solution aurait pu être d'utiliser un processus non dégénéré en longueur d'onde. On doit alors créer une nouvelle fréquence pour servir d'onde signal[18]. L'onde pompe peut alors être soit le rayonnement à 800 nm délivré par la chaîne laser, soit l'onde à 400 nm obtenue par doublage de fréquence. De nombreuses contraintes sont attachées à cette méthode : les différentes ondes en interaction doivent se trouver dans la fenêtre de transparence du cristal utilisé pour l'amplification d'images, l'onde signal doit être comprise dans la fenêtre thérapeutique et enfin l'onde complémentaire doit avoir une fréquence telle qu'elle soit détectable *efficacement* à l'aide d'une caméra CCD. L'utilisation d'une caméra CCD à base de silicium impose par exemple d'utiliser un rayonnement infrarouge de longueur d'onde inférieure à ≈1 µm. Le nombre élevé de ces contraintes ainsi que la complication expérimentale entraînée par la création d'une nouvelle fréquence rendent cette solution moins attractive qu'un processus dégénéré en longueur d'onde.

2.3.2.b. Choix du cristal de BBO.

Pour réaliser le doublage de fréquence et l'amplification paramétrique d'images, les cristaux non linéaires que nous devons choisir doivent présenter à la fois de forts coefficients non linéaires et des seuils de dommage élevés et naturellement être transparents à 400 et 800 nm. Le tableau 2.2 donne les caractéristiques de quelques cristaux non linéaires disponibles commercialement.

Cristal	Type	Plage de transparence	$d^{(2)}$ pm/V	Seuil de dommage
BBO (β–BaB_2O_4)	uniaxe négatif	0,20-2,6 µm	d_{22}=2,2 d_{31}=0,16	>50 GW (5 ps; 1,05 µm)
$LiNbO_3$	uniaxe négatif	0,33-5,5 µm	d_{15}=d_{31}=5,4; d_{22}=2,8	10 GW (6 ps; 1,06 µm) 70 GW (1 ps; 0,6 µm)
KDP (KH_2PO_4)	uniaxe négatif	0,18-1,7 µm	d_{36}=0,43	100 GW (10 ps; 1,06 µm)
$LiIO_3$	uniaxe négatif	0,3-6,0 µm	d_{15}=d_{31}=5,53	7 GW (45 ps; 1,06 µm)
KTP ($KTiOPO_4$)	biaxe	0,35-4,5 µm	d_{31}=6,5; d_{32}=5; d_{33}=13,7; d_{24}=7,6; d_{15}=6,1	30 GW (30 ps; 0,53 µm)
$KNBO_3$	biaxe	0,4-4,5 µm	d_{31}=11,5; d_{32}=13,2; d_{32}=20,1;	0,2 GW (10 ns; 0,53 µm)
LBO (LiB_3O_5)	biaxe	0,16-2,6 µm	d_{31}=1,1; d_{32}=1,2	25 GW (100 ps; 1,06 µm)

Table 2.2 : Principales caractéristiques de quelques cristaux non linéaires [2.12 Dmi].

[18] Pour créer cette nouvelle fréquence, on peut créer un quasi-continuum de lumière dans un milieu présentant de l'effet Kerr. En focalisant une fraction du rayonnement infrarouge femtoseconde dans une lame de verre ou de saphir par exemple, le rayonnement subit, à cause de l'effet Kerr, une automodulation de sa phase, ce qui génère un rayonnement de très grande largeur spectrale. On peut alors sélectionner une fréquence particulière et l'amplifier ensuite dans un cristal non linéaire adapté, en la mélangeant soit avec l'onde à 800 nm soit avec l'onde à 400 nm obtenue par doublage de fréquence.

Parmi ces différents cristaux, le bêta borate de baryum (BBO) est un bon candidat. Des accords de phase de type I ou II, colinéaire ou non colinéaire, existent pour une configuration dégénérée en longueur d'onde avec une onde pompe à 400 nm. Son seuil de dommage élevé est particulièrement adapté pour un mélange à trois ondes en régime femtoseconde.

Le cristal de BBO appartient à la classe cristalline trigonale 3m. Lorsque la condition de symétrie de Kleinman est vérifiée, le tenseur coefficient non linéaire en notation contractée s'écrit[19] :

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{31} & -d_{22} \\ -d_{22} & d_{22} & 0 & d_{31} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{31} & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} . \qquad (2.3.3)$$

Les valeurs du d_{eff} pour les accords de type I et II sont données par les relations suivantes [2.12 Dmi, 2.28 Del] :

pour le type I : $$d_{eff} = d_{31} \sin\theta - d_{22} \cos\theta \sin(3\varphi) , \qquad (2.3.4)$$

pour le type II : $$d_{eff} = d_{22} \cos^2\theta \cos(3\varphi) . \qquad (2.3.5)$$

Les formules de Sellmeier suivantes [2.29] donnent les valeurs des indices de réfraction pour une onde ordinaire (o) et une onde extraordinaire (e) pour le cristal de BBO en fonction de la longueur d'onde du rayonnement, qui est exprimée en µm :

$$n_o^2(\lambda) = 2,7359 + \frac{0,01878}{\lambda^2 - 0,01822} - 0,01354\ \lambda^2 , \qquad (2.3.6)$$

$$n_e^2(\lambda) = 2,3753 + \frac{0,01224}{\lambda^2 - 0,01667} - 0,01516\ \lambda^2 . \qquad (2.3.7)$$

[19] On peut aussi trouver dans la littérature une écriture du tenseur coefficient non linéaire contractée différente pour le cristal de BBO. Suivant les auteurs, deux choix peuvent en effet être effectués pour la base des axes principaux optiques dans laquelle on décrit les propriétés optiques d'un cristal de la classe trigonal 3m. Nous avons utilisé ici la convention suivie dans la référence 2.12 [Dmi 2.12]. L'axe Ox est alors choisi perpendiculaire à un des 3 miroirs de symétrie de la classe trigonale 3m. Pour l'autre convention, c'est l'axe Oy qui est choisi perpendiculaire à un des 3 miroirs de symétrie. Au sujet des différentes conventions choisies pour les cristaux non linéaires, on peut lire l'article de D. A. Roberts : "Simplified characterization of uniaxial and biaxial nonlinear optical crystals : a plea for standardization of nomenclature and conventions" [Rob 2.27].

2.3.3. Montage expérimental.

2.3.3.a. Création de l'onde pompe par doublage de fréquence.

Pour créer l'onde pompe par doublage de fréquence du faisceau infrarouge, on utilise un accord de phase colinéaire de type I dans un cristal de BBO. Cet accord de phase est obtenu pour une valeur de l'angle θ_p égale à 29,2°. La valeur du d_{eff} est alors de l'ordre de 1,9 pm.V^{-1} L'accord de phase colinéaire pour un accord de type II aurait été obtenu pour une valeur de θ_p égale à 42,3° pour laquelle la valeur du d_{eff} ($\approx$ 1,3 pm.V^{-1}) aurait été inférieure à celle de l'accord de type I.

Le cristal de BBO utilisé pour le doublage de fréquence possède une longueur de 800 µm. Un système afocal réduit d'un facteur 3,5 les dimensions transversales du faisceau en sortie du compresseur afin d'augmenter l'éclairement au niveau du cristal. Le rendement de doublage est alors de ≈35 % avec des impulsions infrarouges incidentes de ≈300 µJ. Les impulsions bleues ont donc une énergie typique de 100 µJ. Le spectre de ces impulsions présente une largeur à mi-hauteur de ≈2,3 nm (cf. fig. 2.25). Les largeurs fréquentielles des ondes à ω et 2 ω sont donc sensiblement égales ($\Delta\lambda_p \approx \Delta\lambda_s / 4 \Rightarrow \Delta\omega_p \approx \Delta\omega_s$).

Expérimentalement, il a été vérifié que le rendement pour le doublage est bien maximal pour une durée des impulsions infrarouges minimale. Le réglage fin de la position du prisme du compresseur peut donc être ajusté quotidiennement en optimisant tout simplement le rendement de doublage.

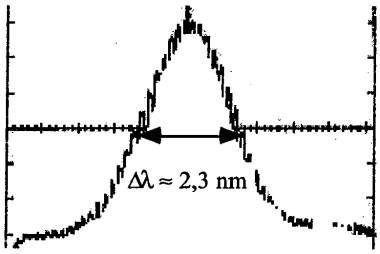


Figure 2.25 : Spectre typique des impulsions pompes centré ici autour de 397 nm et de largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda \approx 2,3$ nm.

2.3.3.b. Description générale du montage expérimental.

Le schéma expérimental est présenté sur la figure 2.26. Le faisceau doublé en fréquence dans le cristal de BBO taillé pour l'accord de phase de type I (noté BBO_I sur la figure) est séparé du faisceau fondamental par l'intermédiaire d'un miroir dichroïque (MD). Sa polarisation est linéaire

verticale (polarisation S). Ce faisceau pompe est ensuite dirigé sur le cristal de BBO taillé pour un accord de type II (BBO_{II}) où est réalisée l'amplification paramétrique d'images. Sa longueur de 800 μm est proche de celle que l'on avait estimée comme adaptée pour les largeurs spectrales de nos impulsions (cf. paragraphe 2.1.4.c). Un système afocal de grandissement ≈2/3, non représenté sur le schéma et constitué de deux lentilles convergentes en silice, permet d'augmenter l'éclairement de l'onde pompe au niveau de ce cristal. La partie restante du rayonnement infrarouge non doublée en fréquence éclaire l'objet à observer après avoir traversé un cube à séparation de polarisation (CSP) et une lame quart d'onde. La partie du rayonnement diffractée vers l'arrière repasse par la lame quart d'onde et atteint de nouveau le cube séparateur. Comme le double passage du faisceau infrarouge à travers la lame quart d'onde transforme la polarisation initiale P en polarisation S, le faisceau signal est réfléchi par le cube (dans le cas où un rayonnement complètement dépolarisé proviendrait de l'objet, seule une moitié de ce rayonnement serait réfléchie par le cube). Un polariseur de Glan, non représenté sur le schéma, est placé après le cube à séparation de polarisation de manière à assurer un meilleur taux de polarisation. Le faisceau signal, de polarisation S donc, est ensuite dirigé sur le cristal BBO_{II} où il est mélangé avec l'onde pompe. Un système afocal de grandissement 1/2 constitué de deux lentilles convergentes (L_1 et L_2) permet d'imager l'objet sur ce cristal.

Le synchronisme des arrivées des impulsions infrarouges et bleues est assuré par une ligne à retard placée sur la voie pompe. Le mélange de ces deux ondes crée l'onde complémentaire à 800 nm, dont la polarisation est orthogonale aux deux autres ondes (polarisation P). L'orientation du cristal est telle que les ondes signal et pompe sont de polarisations extraordinaires alors que l'onde complémentaire est de polarisation ordinaire. Un premier miroir dichroïque permet d'éliminer la majeure partie du rayonnement à 2 ω. Un polariseur de Glan (P) identique à celui placé après le cube à séparation de polarisation, mais d'orientation croisée, assure ensuite la réjection du faisceau signal et de la partie restante de l'onde pompe. Le taux d'extinction pour l'onde signal est alors de l'ordre de 10^{-4}. Avec la lentille L_3, l'image finale est enfin formée avec l'onde complémentaire sur une caméra CCD (silicium) de la marque Pulnix (TM 765). Le système d'acquisition d'images géré par ordinateur permet une observation à cadence vidéo ainsi qu'un enregistrement de ces images réalisées à la cadence vidéo. En déplaçant manuellement la ligne à retard de la voie pompe, on peut donc observer en temps réel des tranches de l'objet à différentes profondeurs. Un dernier miroir dichroïque placé après la lentille L_3 (non représenté sur le schéma) permet de rejeter le résidu de pompe à 400 nm, qui n'a pas été éliminé par le premier miroir dichroïque et le polariseur de Glan. On verra plus loin que l'accord de phase non colinéaire utilisé

pour réaliser l'amplification d'images va permettre d'éliminer le résidu de l'onde signal non rejeté par le système des polariseurs croisés.

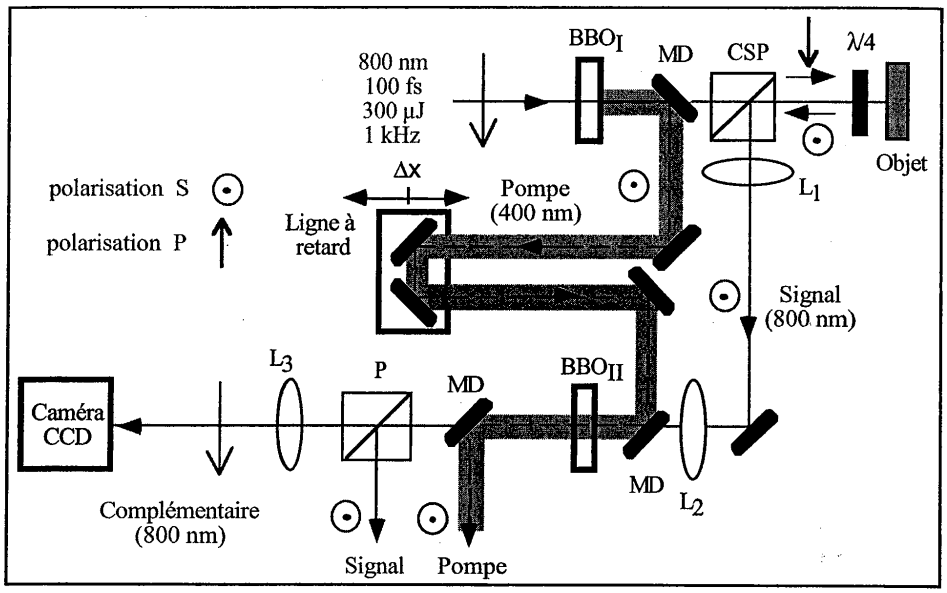


Figure 2.26 : Schéma de l'expérience (BBO$_I$ et BBO$_{II}$: cristaux de BBO taillés respectivement pour des accords de type I et II, CSP : cube à séparation de polarisation, MD : miroir dichroïque, P : polariseur, λ/4 : lame quart d'onde, L : lentille). Les éléments optiques mentionnés dans le texte ne sont pas reportés dans leur totalité sur ce schéma (voir texte).

2.3.3.c. Gain de l'amplification paramétrique.

Gain expérimental de l'APO.

Afin de calibrer le montage, l'objet de la figure 2.26 est remplacé par un miroir et un filtre neutre est placé sur la voie signal avant le cristal noté BBO$_{II}$. Le spectre de l'onde complémentaire créée par le processus APO présente une largeur à mi-hauteur de 10 nm (cf. fig. 2.27) et la puissance de cette onde est égale à une valeur comprise entre 20 % à 35 % de la puissance de l'onde signal à l'entrée du cristal. On va comparer cette valeur à celles que l'on peut estimer théoriquement *d'abord* à l'aide des relations analytiques simples développées dans le

paragraphe 2.1.2, où les ondes étaient considérées comme planes, *puis* à l'aide d'une simulation numérique, où est pris en compte l'écart des vitesses de groupe (é.v.g.) et les variations spatiales des éclairements pompe et signal.

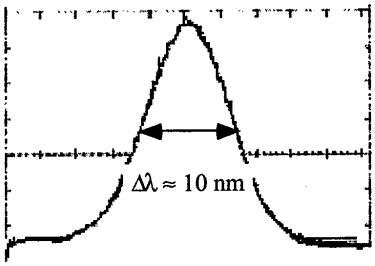


Figure 2.27 : Spectre typique de l'onde complémentaire centré ici autour de 795 nm et de largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda \approx 10$ nm

Estimation du gain théorique avec les ondes considérées comme planes.

Pour estimer le gain théorique de l'APO pour l'onde complémentaire, il faut d'abord calculer g, le gain paramétrique par unité de longueur, à partir de l'équation (2.1.31). Déterminons pour cela la valeur du champ électrique pompe à injecter dans cette équation. Le champ électrique de l'impulsion pompe variant dans le temps et l'espace, on va déterminer une valeur moyenne dans le temps et l'espace.

Considérons d'abord l'aspect spatial. La répartition spatiale de l'éclairement du faisceau pompe au niveau du cristal de BBO est légèrement elliptique (cf. fig. 2.28). On considère qu'un profil gaussien approche de manière assez satisfaisante cette répartition spatiale avec une valeur du rayon du faisceau [20] de 1,3 mm. On choisit l'approximation couramment utilisée de la fonction "top-hat"[Sie 2.17] pour calculer une valeur approchée de la fluence moyenne : cette approximation réside dans le remplacement du profil gaussien par une fonction porte qui présente une même fluence maximale et dont la largeur est telle que la fluence intégrée sur la surface donne une énergie totale identique. La fluence moyenne pour l'impulsion pompe, notée $\mathscr{E}_p$, est alors donnée par l'expression :

$$\mathscr{E}_p = \frac{2\,E_p}{\pi\,w_{op}^2} \tag{2.3.8}$$

[20] Le rayon du faisceau est défini comme la distance entre le centre du faisceau gaussien et le point pour lequel l'éclairement est égal à $(1/e)^2$ de l'éclairement maximal au centre.

où E_p est *ici l'énergie* de l'impulsion pompe et w_{op} est le rayon du faisceau pompe. L'énergie des impulsions bleues étant de l'ordre de 100 µJ, la fluence moyenne est alors de l'ordre de 3,7 mJ/cm^2.

Figure 2.28 : Répartition spatiale typique de l'éclairement pour le faisceau pompe au niveau du cristal BBO_{II}.

Considérons maintenant l'aspect temporel. En tenant compte de l'écart des vitesses de groupe dans le premier cristal de BBO (cf. paragraphe 2.1.4.b) et de la dispersion de vitesse de groupe (cf. paragraphe 2.1.4.a) dans les lentilles en silice formant l'afocal sur la voie pompe, on obtient une valeur approchée théorique de la durée τ_p de l'impulsion pompe au niveau du deuxième cristal de BBO de 120 fs (largeur à mi-hauteur). On décide d'approcher l'éclairement moyen pour l'impulsion pompe par le rapport de la fluence moyenne à cette durée ($\acute{E}_p = \mathscr{E}_p / \tau_p$). On obtient donc un éclairement aussi élevé que 31 GW/cm^2. Le champ électrique moyen pour l'impulsion dans le cristal de BBO est alors donné par :

$$A_p = \sqrt{\frac{2}{n_p c \varepsilon_o} \frac{\mathscr{E}_p}{\tau_p}}, \qquad (2.3.9)$$

avec n_p l'indice dans le cristal vu par l'onde pompe, c la vitesse de la lumière et ε_o la permittivité diélectrique du vide. En injectant cette relation dans l'équation (2.1.31) et en prenant une valeur du d_{eff} de 1,27 pm/V, la valeur de g, le gain paramétrique par unité de longueur, est égale à 4,8 mm^{-1}. Pour une longueur de cristal de BBO de 800 µm, le gain pour l'onde complémentaire calculé à partir des relations (2.1.33) et (2.1.35) est alors supérieur à 10. La valeur expérimentale étant comprise entre 0,2 et 0,35, cette valeur théorique est de plus d'un ordre de grandeur au-dessus de la valeur expérimentale (≈30 fois plus grande). Un gain théorique adéquat ne serait obtenu théoriquement, avec ce modèle en ondes planes, que si le gain paramétrique par unité de longueur était environ 2 fois plus faible. Cette différence s'explique notamment par le fait que l'on a négligé les effets de l'é.v.g. ainsi que les répartitions spatiales des éclairements pompe et signal. On va maintenant évaluer ce gain théorique en prenant en compte les recouvrements temporels et spatiaux des impulsions.

Estimation du gain théorique en tenant compte de l'é.v.g et des répartitions spatiales des éclairements des ondes pompe et signal.

On a utilisé à cet effet une simulation numérique développée par A. V. Smith de l'université d'Albuquerque (logiciel *SNLO* mis en libre utilisation) [Smi 2.30].

Quels sont les paramètres qui ont été injectés dans ce programme ? Le rayon du faisceau signal a été mesuré expérimentalement à 1,7 mm. La valeur approchée théorique de la durée de l'impulsion pompe et le rayon du faisceau pompe ont déjà été donnés dans le paragraphe précédent (respectivement 120 fs et 1,3 mm). Pour ce qui concerne l'impulsion signal, sa durée initiale de 92 fs à la sortie du compresseur est allongée du fait de la dispersion, notamment dans le cube à séparation de polarisation (noté CSP sur la figure 2.26). La valeur approchée théorique de cette durée est de 150 fs au niveau du deuxième cristal de BBO. Les différents paramètres essentiels injectés dans le programme sont donnés dans le tableau 2.3, ci-dessous.

onde	signal	complémentaire	pompe
polarisation	extraordinaire	ordinaire	extraordinaire
longueur d'onde	800 nm	800 nm	400 nm
indices de groupe	1,63	1,68	1,71
durée de l'impulsion	150 fs	néant	120 fs
énergie à l'entrée du cristal	1 nJ	néant	100 µJ

Tableau 2.3 : Paramètres utilisés pour le calcul du gain pour l'onde signal à partir du programme *SNLO* (choix arbitraire de 1 nJ pour l'onde signal à l'entrée du cristal de BBO de 800 µm de long).

Du fait de l'é.v.g. entre les différentes impulsions, le gain d'amplification varie en fonction du décalage temporel entre les impulsions signal et pompe à l'entrée du cristal. On peut faire varier ce paramètre dans la simulation. Le gain théorique maximal pour l'onde signal est obtenu pour un décalage de 100 fs. L'impulsion bleue se propageant plus lentement, l'interaction entre les trois impulsions se produit de manière plus efficace si l'impulsion bleue arrive en avance sur l'impulsion infrarouge à l'entrée du cristal. Le gain est alors de ≈ 1,8 pour l'onde signal. Ceci correspond à un "gain" de 0,8 pour l'onde complémentaire, soit un rendement de conversion de l'onde signal vers l'onde complémentaire de 80 %, valeur maintenant beaucoup plus proche de la valeur expérimentale de 20-35 % (seulement un facteur 2 d'écart entre gains théorique et expérimental à la place du facteur 30 pour le paragraphe précédent). Cet écart semble raisonnable à la vue des différentes approximations.

Même dans notre cas, où les faisceaux ne sont pas focalisés sur le cristal et où l'on a limité la longueur du cristal, la prise en compte des recouvrements temporels et spatiaux est donc cruciale

pour obtenir une évaluation théorique à peu près satisfaisante du gain d'amplification. On verra néanmoins que les équations (2.1.33) restent une bonne approximation pour ce qui concerne l'étude de l'amplification des vecteurs d'onde signal suivant leur direction de propagation dans le cristal (c'est-à-dire restent une bonne approximation pour l'étude de l'imagerie 2D par APO).
c

2.3.3.d. Résolution spatiale longitudinale.

Pour évaluer la résolution spatiale longitudinale de notre expérience, on a mesuré la puissance du faisceau complémentaire créé par le processus du mélange à trois ondes pour différentes positions de la ligne à retard. La largeur à mi-hauteur de cette courbe expérimentale représente la résolution longitudinale de l'expérience pour une interface placée dans l'air. On obtient une valeur expérimentale de ≈32 μm (cf. fig. 2.29). La durée de la porte temporelle (à mi-hauteur) réalisée est donc égale à 210 fs (une variation de la position de la ligne à retard de ≈32 μm correspond à une variation du chemin optique parcouru par le faisceau pompe de 64 μm en prenant en compte l'aller et le retour).

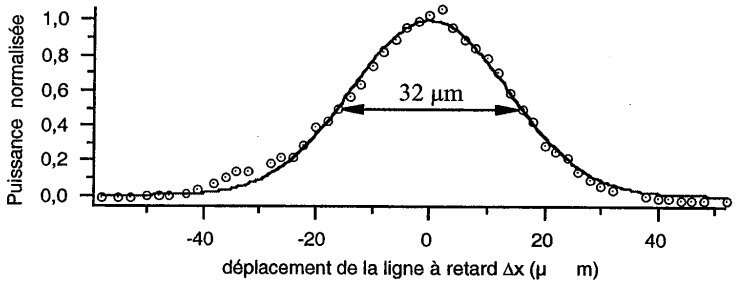


Figure 2.29 : Courbe expérimentale donnant la puissance normalisée de l'onde complémentaire en fonction du déplacement, Δx, de la ligne à retard.

Si l'interface était placée dans un milieu d'indice n, la résolution longitudinale serait améliorée d'un facteur n. La vitesse de propagation des impulsions signal dans ce milieu serait en effet diminuée d'un même rapport n (en supposant que les vitesses de phase et de groupe dans ce milieu sont peu différentes). Pour un milieu constitué principalement d'eau, comme le sont de nombreux tissus biologiques, la résolution longitudinale serait donc de ≈24 μm. Notons que cette résolution ne peut être conservée que si le milieu traversé reste d'épaisseur faible. On peut alors négliger l'étirement des impulsions signal causé par la dispersion. C'est le cas pour notre application en rétrodiffusion où l'on ne cherche pas à imager sur des distances supérieures au millimètre.

La valeur expérimentale de 210 fs pour la durée de notre porte temporelle peut être retrouvée théoriquement en utilisant de nouveau le logiciel *SNLO,* présenté dans la sous-section précédente. Une simulation numérique de la "corrélation" temporelle des impulsions signal et pompe dans le cristal de BBO de 800 μm peut, en effet, être réalisée. Il suffit pour cela de calculer le gain pour l'onde complémentaire pour différents décalages temporels entre les impulsions signal et pompe à l'entrée du cristal. La largeur de cette courbe est égale à la largeur de la porte temporelle. Elle est trouvée égale à ≈200 fs (cf. fig. 2.30), valeur du même ordre de grandeur que la valeur expérimentale (le gain maximal est obtenu pour un décalage temporel entre les arrivées des impulsions pompe et signal égal à 100 fs).

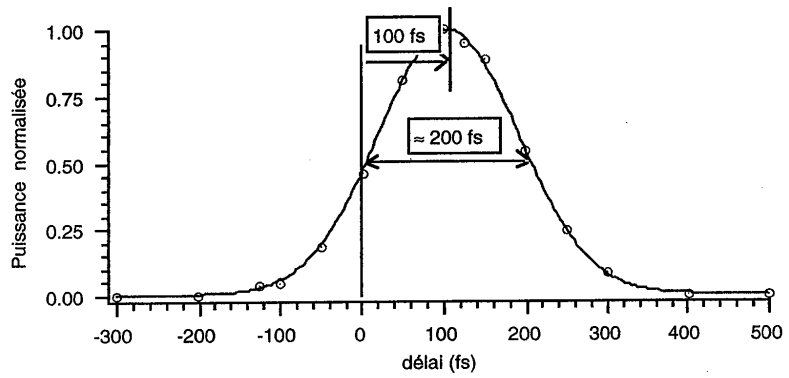


Figure 2.30 : Courbe théorique donnant la puissance normalisée de l'onde complémentaire créée par le processus d'APO en fonction du décalage temporel entre les impulsions pompe et signal. Les cercles correspondent aux points calculés à l'aide du logiciel *SNLO* et la courbe en pointillés est la courbe ajustée passant par ces points (ajustement gaussien).

2.3.4. Imagerie 2D.

Examinons maintenant plus particulièrement la réalisation expérimentale de l'imagerie 2D.

2.3.4.a. Description de l'accord de phase φθ–OBNC pour un accord de type II dans un cristal de BBO avec λ_p=400 nm et λ_s=800 nm.

Dans le cas du type II, on a vu que l'accord de phase non critique en angle pour l'onde signal est généralement non colinéaire (cf. paragraphe 2.2.2). Pour trouver cette configuration dans notre cas particulier, on calcule les différents accords de phase non colinéaires possibles autour de la configuration colinéaire. Ceux-ci sont représentés sur la figure 2.31, où l'on représente pour

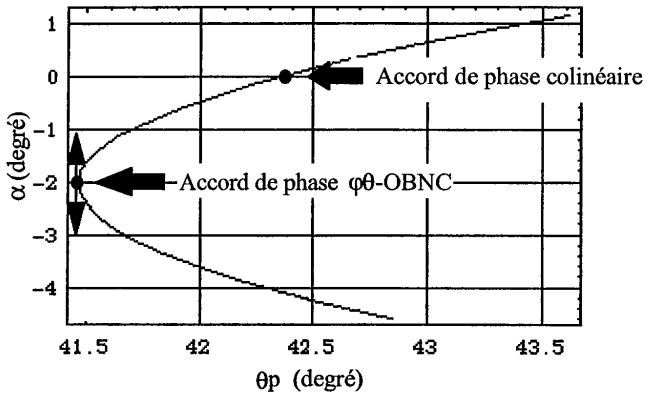


Figure 2.31 : Courbe d'accord de phase non colinéaire de type II dans un cristal de BBO avec λ_p=400 nm et λ_s=800 nm. Deux configurations particulières sont repérées sur cette courbe : celle pour l'accord de phase colinéaire et celle pour l'accord de phase φθ–OBNC. Les équations de Sellmeier utilisées pour calculer cette courbe sont celles données dans le paragraphe 2.3.2.b.

La tangente à la courbe d'accord de phase est verticale pour un angle α égal à -2,09°. L'accord de phase est donc non critique par rapport à la variation de la direction du vecteur d'onde signal. L'angle θ_p est égal à 41,44° pour cette configuration. Les angles θ_c et θ_s correspondant sont calculés en utilisant les relations, déjà données dans le paragraphe 2.1.3.b, suivantes :

$$\theta_s = \theta_p + \alpha \tag{2.3.10}$$

et

$$\theta_c = \theta_p - \beta \quad \text{avec} \quad \beta = \mathrm{Arcsin}(n_c \sin\alpha / n_s), \tag{2.3.11}$$

avec $\theta_s = (\underline{Oz}; \underline{k}_s)$ et $\theta_c = (\underline{Oz}; \underline{k}_c)$ (cf. fig. 2.32). Le calcul donne alors θ_c=43,47° et θ_s=39,35° pour l'accord de phase non critique. L'angle entre les vecteurs d'onde signal et complémentaire dans le cristal est donc égal à $|\theta_c - \theta_s|$ = 4,12°. Cette valeur est bien égale à la valeur de l'angle de double réfraction ρ pour l'onde signal extraordinaire que l'on peut calculer avec la relation (2.1.48). On retrouve bien avec ce calcul numérique de la courbe d'accord de phase, la propriété suivant laquelle les vecteurs de Poynting des ondes signal et complémentaire sont colinéaires pour l'accord de phase non critique.

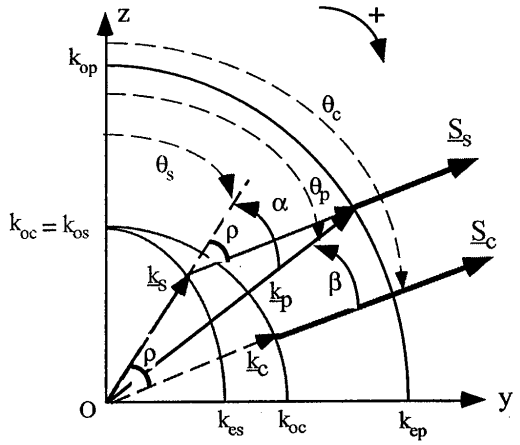


Figure 2.32 : Accord de phase non critique φθ-OBNC pour un cristal uniaxe négatif (onde signal de polarisation extraordinaire). L'angle $|\alpha + \beta|$ est égal à l'angle de double réfraction de l'onde signal (voir le texte pour les notations).

3.4.b. Observation expérimentale de l'accord de phase φθ–OBNC.

Pour étudier l'accord de phase non critique pour l'onde signal, on a remplacé le miroir, installé précédemment pour évaluer la résolution longitudinale de l'expérience, par un dépoli. Il diffuse de la lumière dans un grand nombre de directions de l'espace et simule ainsi un objet qui présente un nombre élevé de fréquences spatiales. À l'aide d'une caméra CCD, on observe dans le plan focal de la lentille L_3 le spectre de Fourier de l'image de ce dépoli, image qui est portée par l'onde complémentaire. Les dimensions spatiales transversales de la figure de speckle, que l'on observe dans ce plan, sont d'autant plus importantes que l'accord de phase est non critique pour l'onde signal.

Un des miroirs dichroïques placé après le cristal BBO_{II} a été enlevé pour réaliser ces images. On peut ainsi observer la tâche de diffraction formée par le faisceau pompe. La zone du spectre de Fourier où apparaît ce spot correspond aux fréquences spatiales dont les vecteurs d'onde sont *quasi* parallèles au vecteur d'onde pompe. Ce spot est repéré par le caractère A sur les images présentées ci-après.

Sur la figure 2.33, on trouve les différentes images obtenues pour différentes orientations du cristal de BBO (noté BBO_{II} sur la figure 2.26).

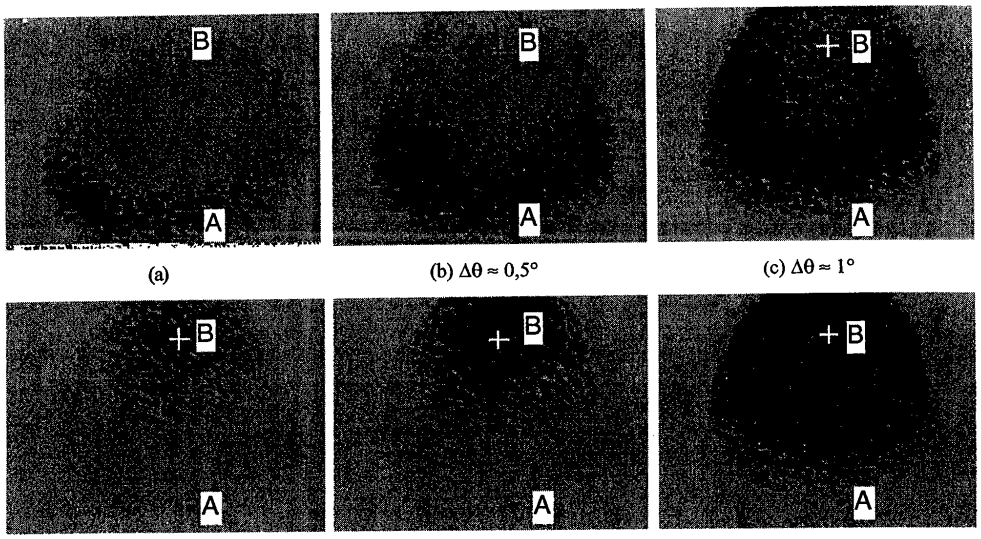


Figure 2.33 : Observation dans le plan de Fourier de la lentille L_3 des fréquences spatiales de l'image portée par l'onde complémentaire, pour différentes orientations du cristal de BBO (voir texte). Le caractère A repère le "spot" de focalisation du faisceau pompe. Le caractère B est placé proche du point qui apparaît comme le centre de symétrie des figures de speckle (notons que ces figures de speckle sont tronquées du fait de l'ouverture limitée du système optique).

L'image notée (a) correspond à un accord de phase colinéaire : les fréquences spatiales situées dans le plan de Fourier autour de la tâche de focalisation de l'onde pompe (caractère A) sont en effet amplifiées. On constate que pour cet accord de phase colinéaire, l'accord de phase est critique pour la direction verticale dans le plan de Fourier : peu de fréquences spatiales y sont amplifiées. L'angle θ_p théorique, calculé dans la sous-section précédente pour cet accord de phase colinéaire, était égal à 41,4°.

Les autres images, de (b) à (f), sont ensuite obtenues en faisant varier l'orientation du cristal par pas de 0,5° ou de 0,25°. On note $\Delta\theta$ cette variation en angle. Un maximum de fréquences spatiales sont amplifiées après une rotation du cristal de 1,25°, environ (image notée (d)). En tenant compte de l'indice de réfraction vu par l'onde pompe dans le cristal, de l'ordre de 1,6, l'angle θ_p a donc varié d'une quantité égale à 0,8° entre les images (a) et (d). Cette valeur est très légèrement inférieure à celle prévue théoriquement pour l'accord de phase non critique (42,3-41,4°=0,9°).

Les figures de speckle obtenues pour les différentes orientations du cristal possèdent une symétrie centrale, mais cette propriété n'est visible que sur les images (e) et (f). Pour les autres

images, certaines parties sont tronquées, du fait des dimensions limitées de certains éléments optiques du montage (polariseurs, miroirs...). Le caractère B est ajouté sur ces images proche de l'endroit qui apparaît comme le centre de symétrie de ces différentes figures (en tenant compte des parties non apparentes des figures de speckle). Les points situés sur la droite (AB), *quasi* verticale, correspondent aux différents vecteurs d'onde contenus dans un plan formé par l'axe optique (Oz) et $\underline{k}_p$. L'angle φ pour ces différents vecteurs d'onde est donc identique.

On va montrer que le centre de symétrie des figures de speckle (caractère B) est proche de l'endroit qui correspond à l'accord de phase non critique, que l'on repérera avec le caractère C. On va ensuite scomparer la valeur expérimentale de l'acceptance angulaire que l'on peut déduire de ces images à celle prévue par la théorie.

2.3.4.c. Comparaison avec la théorie.

Afin de réaliser cette analyse quantitative des résultats, il faut d'abord étalonner en fréquences spatiales les spectres de Fourier obtenus. À cette fin, on remplace le dépoli par une mire de pas 40 µm, dont les lignes sont orientées dans la direction horizontale. Le spectre de Fourier alors formé par l'onde complémentaire est présenté sur la figure 2.34 La distance qui sépare les ordres 0 et 1 de diffraction correspond à $0,025\ \mu m^{-1}$ en fréquences spatiales sur l'objet (l'inverse de 40 µm).

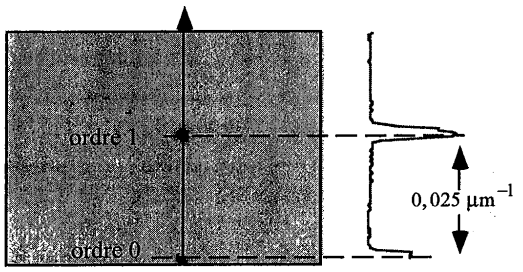


Figure 2.34 : Spectre de Fourier formé par l'onde complémentaire pour la mire de pas 40 µm. L'ordre 0 et l'ordre 1 de diffraction sont apparents. Un profil réalisé le long de la flèche est présenté à droite de l'image. La distance dans le plan de Fourier séparant ces deux points correspond à une fréquence spatiale sur l'objet de 0,025 μm^{-1}.

Centre de symétrie des figures de speckle.

On peut maintenant déterminer l'emplacement (caractère C) sur les spectres de Fourier de la figure 2.33 qui correspond théoriquement à l'accord de phase non critique. Rappelons que pour cet

accord de phase, on a un angle α, angle entre $\underline{k}_s$ et $\underline{k}_p$, égal à 2,09° (soit 0,0365 rad) dans le cristal. Notons α_{nc} cet angle [21]. On considère que l'ordre zéro de l'objet est colinéaire au vecteur d'onde pompe. La direction du vecteur d'onde faisant un angle α_{nc} avec $\underline{k}_p$ dans le cristal, correspond à la fréquence spatiale de l'objet ν_{nc} donnée par la relation (cf. paragraphe 2.2.4) :

$$\nu_{nc} \approx n_s \left|g_y\right| \alpha_{nc} / \lambda_s \tag{2.3.12}$$

Comme $n_s \left|g_y\right| / \lambda_s \approx 1\,\mu m^{-1}$ pour notre configuration expérimentale ($\left|g_y\right|$=0,5, $\lambda_s \approx 0{,}8\mu m$, $n_s \approx 1{,}6$), on a donc :

$$\nu_{nc} \approx 0{,}0365\,\mu m^{-1} \tag{2.3.13}$$

Cette position est portée sur l'image 2.35 (caractère C) et est relativement proche du centre de symétrie des figures de speckle (caractère B).

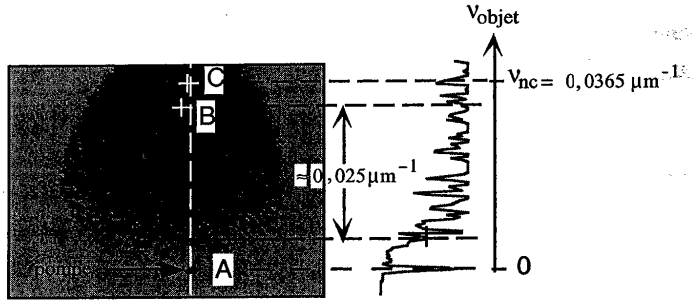


Figure 2.35 : Spectre de Fourier formé par l'onde complémentaire pour l'accord de phase non critique (même image que la figure (2.33-d)). Le profil présenté à droite de l'image est réalisé le long de la ligne blanche (en tirets) ajoutée sur l'image (voir le texte pour les autres annotations).

Largeurs des spectres des fréquences spatiales amplifiées.

Avec une ouverture numérique plus importante, la figure de speckle de l'image (2.35) apparaîtrait comme de symétrie circulaire. Le rayon à mi-hauteur de cette figure est estimé ici

[21] "nc" pour non critique.

expérimentalement à une valeur de $\approx 0,025\ \mu m^{-1}$ (voir le profil sur la figure 2.35). L'acceptance angulaire pour notre configuration expérimentale (accord de phase non critique avec un grandissement de 0,5 pour un cristal de BBO de longueur de 800 µm...) est donc telle que des vecteurs d'onde signal dont les inclinaisons correspondent à des détails sur l'objet de 40 µm (l'inverse de $0,025\ \mu m^{-1}$) pourraient être, en principe, amplifiés (si notre ouverture numérique était plus élevée). L'acceptance angulaire correspondante est de 50 mrad dans le cristal ($2 \times 0,025$ rad).

On peut comparer ce résultat à celui obtenu théoriquement à partir des relations analytiques démontrées dans la section 2.2.4. Pour un gain paramétrique par unité de longueur de 5 mm^{-1}, on a, en effet, évalué l'acceptance angulaire pour un accord φθ-OBNC, pour un cristal de longueur 800 µm, à une valeur de 35 mrad (avec n_s=1,6). La fréquence spatiale ν_{nc} associée à cette acceptance angulaire est seulement égale à $0,018\ \mu m^{-1}$ et non pas à $0,025\ \mu m^{-1}$ comme mesurée expérimentalement.

Cet écart élevé peut s'expliquer par la possibilité d'avoir des configurations pour lesquelles la largeur à mi-hauteur du spectre des fréquences spatiales amplifiées de l'objet est plus élevée que celle pour l'accord de phase non critique. Il suffit pour cela d'augmenter légèrement la valeur de l'angle θ_p par rapport à la valeur θ_p=41,44° qui correspond à l'accord de phase non critique (notons que le gain pour les basses fréquences baisse alors).

Ainsi, sur la figure 2.36, sont représentés les spectres des fréquences spatiales amplifiées de l'objet pour différents angles θ_p. Ces spectres de Fourier ont été calculés numériquement, en exprimant les angles θ et φ, repérant les vecteurs d'ondes $\underline{k_s}(\nu_{ox},\nu_{oy})$ dans le cristal, en fonction des fréquences spatiales de l'objet, notées (ν_{ox},ν_{oy}). Le calcul du désaccord de phase, puis du gain, pour les ondes signal et complémentaire est alors possible. Pour ces calculs, l'ordre zéro de l'objet est colinéaire au vecteur d'onde pompe.

Pour l'accord de phase non critique (θ_p=41,44°), la demi-largeur à mi-hauteur du spectre des fréquences spatiales amplifiées $\Delta\nu_{oy}$, obtenu numériquement, est bien égale à celle prédite par la formule analytique ($\approx 0,018\ \mu m^{-1}$). Avec une légère inclinaison du cristal à partir de cette orientation, la demi-largeur à mi-hauteur du spectre est augmentée. Par exemple, pour θ_p=41,60°, on a une largeur à mi-hauteur du spectre de $\approx 0,023\ \mu m^{-1}$. Le gain pour les basses fréquences baisse néanmoins.

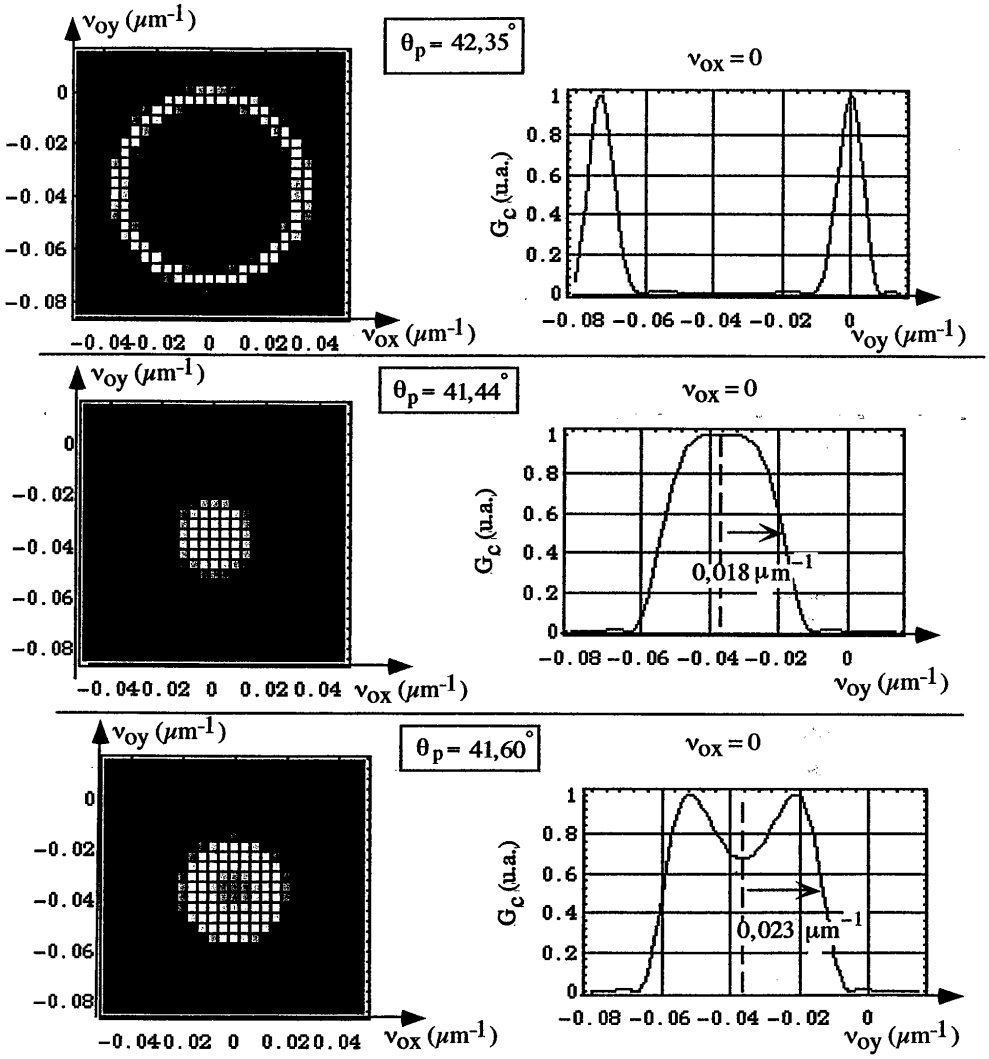


Figure 2.36 : *À gauche* : Spectres des fréquences spatiales amplifiées de l'objet, notées (ν_{ox}, ν_{oy}), calculés numériquement pour différentes valeurs de θ_p ($\theta_p = 42,35°$: l'accord colinéaire : $\theta_p = 41,44°$, l'accord $\varphi\theta$-OBNC, et $\theta_p = 41,6°$: un cas intermédiaire). On considère un objet présentant un spectre en fréquences spatiales uniforme. L'ordre zéro de cet objet est colinéaire au vecteur d'onde pompe dans le cristal. Les variables x et y correspondent respectivement aux directions horizontal et vertical. *À droite* : Profil de ces spectres pour $\nu_{ox} = 0$ (direction verticale) pour ces mêmes orientations du cristal. Ces différents résultats sont obtenus pour un accord de type II dans un cristal de BBO avec L = 800 μm, g = 5 mm^{-1}, $|g_y| = 0,5$ et une onde signal extraordinaire.

Signalons que l'on a choisi, pour calculer numériquement les largeurs des spectres des fréquences spatiales amplifiées, de ne pas considérer l'effet de l'écart des vitesses de groupes (é.v.g.). On a pourtant vu que le gain de l'APO est diminué du fait de l'é.v.g. Il est clair que cette approximation n'est pas valable pour le calcul d'un gain absolu. Pour le calcul d'un gain relatif, comme c'est le cas pour le calcul numérique des spectres de Fourier que nous avons effectué, cette approximation est néanmoins justifiée car les largeurs spectrales des spectres amplifiés varient peu en fonction du gain (pour des valeurs proches de nos valeurs expérimentales). Les courbes présentées sur la figure 2.37 sont justement obtenues pour différentes valeurs du gain paramétrique par unité de longueur (g). La largeur à mi-hauteur de ces courbes varie peu. La courbe obtenue pour g égal à 1,2 mm^{1}, qui procure un gain de 1,25 pour l'onde signal (valeur de gain peu éloignée de notre valeur expérimentale), est par exemple très peu différente de la courbe obtenue pour une valeur de g de 4,8 mm^{1}. Il faut une valeur de g très supérieure pour que l'on puisse observer un variation notable, avec g=14,5 mm^{-1} par exemple (la courbe la plus large sur la figure ci-dessous).

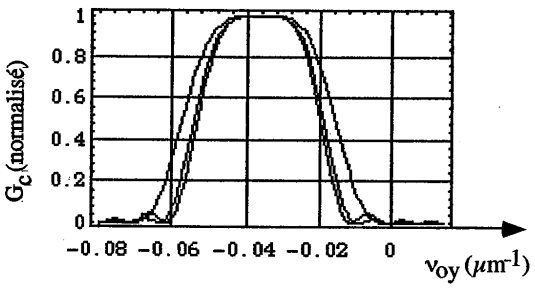


Figure 2.37 : Courbes de gains normalisés pour l'onde complémentaire en fonction de ν_{oy} ($\nu_{ox} = 0$) pour différentes valeurs de g. Ces trois profils des spectres de Fourier sont calculés avec les mêmes données que pour la figure 2.36. Elles sont d'autant plus larges que le gain paramétrique par unité de longueur g est élevé soit successivement 1,2, 4,8 et 14,5 mm^{-1}.

L'accord entre la théorie et l'expérience est donc assez satisfaisant à la vue de l'allure des spectres de Fourier des images amplifiées.

2.3.4.d. Optimisation expérimentale de la résolution spatiale transversale.

Examinons maintenant la réalisation effective des images 2D. Nous avons choisi de réaliser un accord de phase non colinéaire plus proche de l'accord de phase colinéaire et d'amplifier alors seulement *une moitié* du spectre de Fourier. Ceci afin notamment de contourner la limitation de l'ouverture limitée de notre système optique. Les réglages sont, aussi, ainsi facilités. L'image obtenue aura une résolution identique à celle obtenue avec l'amplification du spectre de Fourier complet mais légèrement inférieure à celle que l'on aurait peut-être pu obtenir avec l'accord de

phase non critique. La figure 2.38 permet de visualiser dans le plan de Fourier *un exemple de réglage* d'un tel accord de phase. La direction de propagation de l'onde signal dans le cristal peut être telle que l'ordre zéro de l'image portée par l'onde complémentaire soit placé au niveau du point D. Le demi-cercle ajouté sur cette image symbolise la moitié inférieure du spectre des fréquences spatiales de l'image qui va être ainsi amplifiée. Le rayon de ce demi-cercle correspond à $\approx 0,020\ \mu m^{-1}$ en fréquences spatiales pour l'objet. Une résolution de l'ordre de 50 µm devrait donc *en principe* pouvoir être obtenue avec un tel accord de phase. Cette valeur est légèrement inférieure à celle que l'on aurait pu obtenir *en principe* en utilisant l'accord de phase non critique, pour laquelle une résolution de 40 µm devrait être possible.

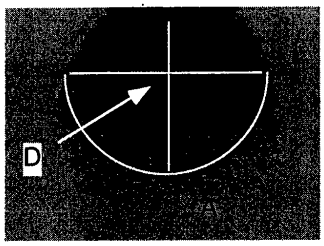


Figure 2.38 :Un exemple d'accord de phase non colinéaire permettant au moins l'amplification de la moitié du spectre de l'image. Le point D, intersection des deux droites ajoutées sur l'image, repère l'endroit où placer l'ordre zéro de l'image et le demi-cercle symbolise alors la moitié inférieure du spectre de Fourier de l'image qui peut être ainsi amplifiée.

Image d'une mire de résolution (mire USAF)

Afin d'évaluer la résolution spatiale transversale *réellement* obtenue, une image d'une mire standard de résolution a été réalisée. C'est une mire USAF (U.S. Air Force) fabriquée par la société Edmund Scientific. Sur cette mire un motif identique est répété à différentes échelles. Sur le tableau ci-dessous sont portés, pour les différents éléments des différents groupes, les pas en nombre de traits par mm (en chiffres gras) et en micromètre (en chiffres fins).

Élément	Groupe 1		Groupe 2		Groupe 3		Groupe 4	
1	**2,00**	500	**4,00**	250	**8,00**	125	**16,00**	62
2	**2,24**	446	**4,49**	223	**8,98**	111	**17,95**	56
3	**2,52**	397	**5,04**	198	**10,10**	99	**20,16**	50
4	**2,83**	353	**5,66**	177	**11,30**	88	**22,62**	44
5	**3,17**	315	**6,35**	157	**12,70**	79	**25,39**	39
6	**3,56**	281	**7,13**	140	**14,30**	70	**28,50**	35

Tableau 2.4 : Pas en nombre de traits par mm (chiffres gras) et en micromètre (chiffres fins) pour les différents éléments des différents groupes de la mire USAF.

Une image de la mire a d'abord été effectuée avec le faisceau signal, sans processus d'amplification (cf. fig. 2.39). Le faisceau pompe est bloqué et le polariseur placé devant la caméra CCD (noté P sur la figure 2.26) est réglé pour transmettre un rayonnement de polarisation S. L'élément 4.3 (élément 3 du groupe 4 avec 20,16 traits/mm) est encore résolu. Des structures de pas 50 µm (largeur des barres de 25 µm) sont donc observables en vision directe. Le contraste[22] est de 0,35 pour l'élément 4.3 et de 0,5 pour l'élément 3.6 (pas de 70 µm).

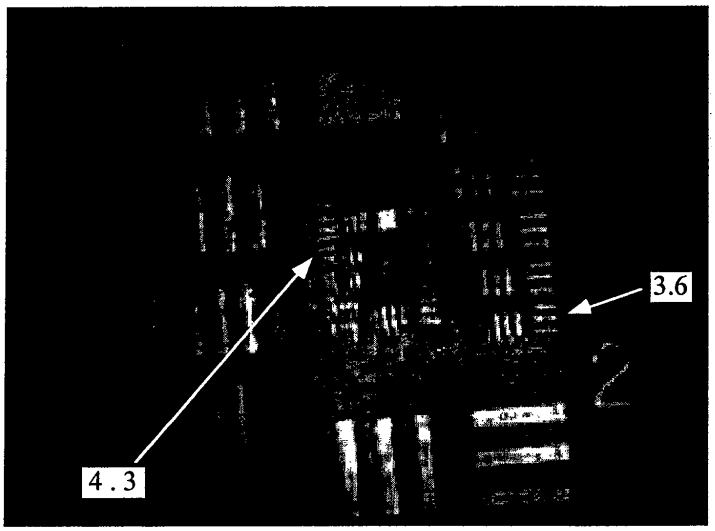


Figure 2.39: Image de la mire USAF avec le faisceau signal (sans processus d'amplification).

[22] On définit le contraste par la relation suivante : $\frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}$ avec I_{max} et I_{min}, les niveaux de gris correspondants respectivement aux parties les plus réfléchissantes (métal) et les moins réfléchissantes (verre) de la mire.

Après ajustement du réglage de l'accord de phase non colinéaire, une image réalisée, cette fois avec l'onde complémentaire créée par le processus d'amplification, est présentée sur la figure 2.40. Son spectre de Fourier est présentée sur la figure 2.41. Le champ de l'image amplifiée est approximativement équivalent à un cercle de diamètre 2,5 mm et le plus petit élément résolu tant horizontalement que verticalement est l'élément 3.6 de pas 70 μm (le contraste pour cet élément est de 0,4). Une résolution supérieure était attendue. Les défauts spatiaux du faisceau pompe, la biréfringence du cristal ou encore un défaut au réglage optimal, pourraient entre autres expliquer cet écart.

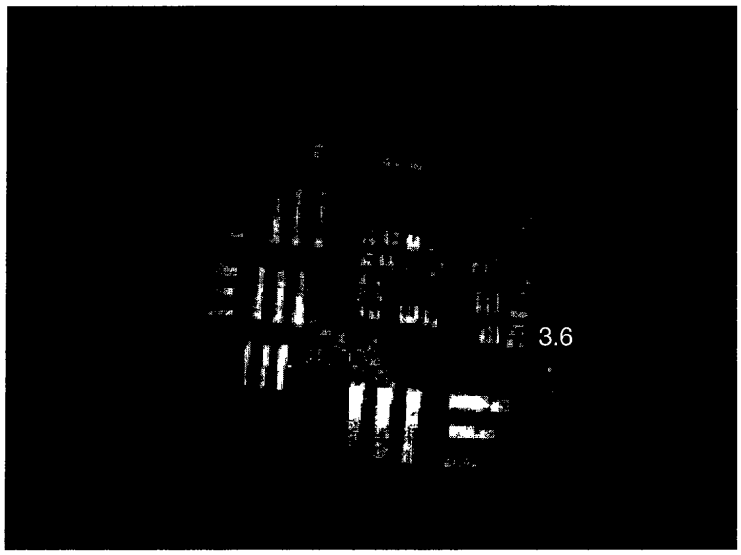


Figure 2.40 :Image de la mire USAF formée avec le faisceau complémentaire.

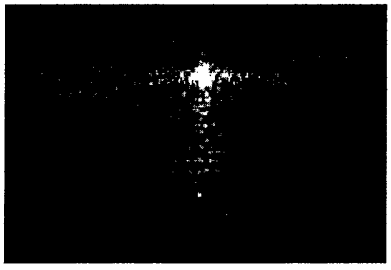


Figure 2.41 : Spectre de Fourier de l'image précédente.

2.3.4.e. Filtrage spatial et dynamique.

Grâce à l'accord de phase non colinéaire que nous avons mis en œuvre un filtrage spatial va être possible. Il va permettre une réjection plus efficace du faisceau signal : le système des polariseurs croisés permettait seulement un taux de réjection du faisceau signal de 40 dB. Deux diaphragmes sont ajoutés sur le montage expérimental pour assurer ce filtrage spatial. Un premier, noté D_1 sur la figure 2.42, est placé dans le plan de Fourier de la lentille L_1 et est centré sur l'ordre zéro de l'image portée par l'onde signal. Sa dimension est réduite le plus possible, tout en veillant à ne pas dégrader la résolution sur l'image. Un deuxième diaphragme, noté D_2, est ajouté dans le plan focal de la lentille L_3. Il est centré sur l'ordre zéro de l'image portée par le faisceau complémentaire et sa dimension est ajustée d'une manière équivalente à celle du diaphragme D_1. Dans ces conditions, le spectre de l'image portée par l'onde signal est formé sur la partie obturée du diaphragme D_2 (cf. fig. 2.42). Seul le faisceau complémentaire illumine ainsi la caméra. Dans ces conditions, l'image résolue temporellement est réellement réalisée sur fond noir. La dynamique de notre système est donc uniquement liée au niveau minimal du signal lumineux que l'on peut détecter. On peut observer une image de la mire jusqu'à des atténuations du signal de $10^{5,2}$ (voir la sous-section suivante pour cette mesure). La dynamique est donc de 52 dB à la cadence vidéo.

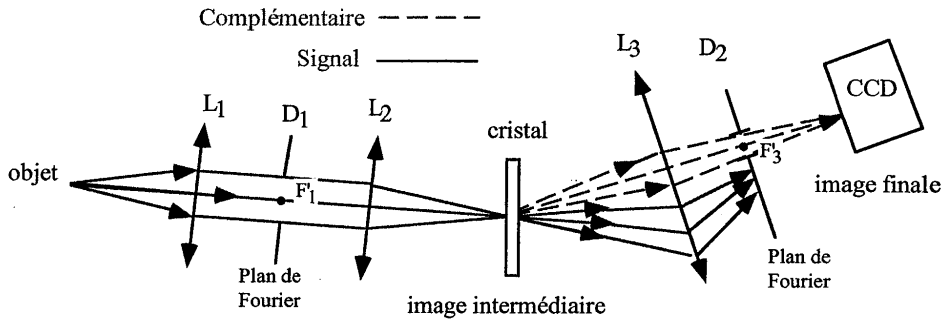


Figure 2.42 : Tracé des rayons lumineux (hors cristal) pour un point donné de l'objet (i.e. de l'image) explicitant le filtrage spatial réalisé par les diaphragmes D_1 et D_2 (voir texte).

Pour conclure cette section, notre système expérimental permet donc la réalisation d'images 2D à la cadence vidéo avec un nombre de points résolus sur l'image de l'ordre de 1000 [23]. La dynamique est de 52 dB et la résolution longitudinale est de 32 µm dans l'air. Avec notre choix

[23] ≈1000 éléments de dimensions 70 µm par 70 µm sont résolus pour un champ circulaire de 2,5 mm de diamètre.

d'un grandissement de 0,5 sur le cristal, où est réalisée l'amplification paramétrique d'images, une résolution spatiale transversale de 70 µm est obtenue.

Le choix d'un grandissement de 3 et l'accroissement de l'ouverture numérique de notre système optique pourraient procurer une résolution de 12 µm sur l'objet (division d'un facteur 6), mais le diamètre du champ (de symétrie circulaire) observé sur l'objet serait alors aussi réduit d'un même facteur 6 : le nombre de points résolus sur l'objet reste identique quel que soit le grandissement (pour une répartition spatiale de l'éclairement du faisceau pompe qui reste inchangée). Ces caractéristiques font de cette méthode une technique qui s'avère compétitive par rapport aux techniques d'OCT, tout du moins pour ce qui concerne la résolution et la vitesse d'acquisition.

Grâce notamment au filtrage spatial permis par l'accord de phase non colinéaire, qui parfait la réjection du faisceau signal déjà partiellement achevée par le jeu des polariseurs croisés, les images résolues en profondeur sont réellement obtenues sur fond noir. Il reste maintenant à voir si ces performances obtenues avec des objets placés dans l'air peuvent être conservées dans le cas d'une imagerie en milieu diffusant.

2.4. Application à l'imagerie résolue en profondeur à travers des milieux diffusants.

La présentation des résultats va suivre l'ordre chronologique suivant lesquels ils ont été obtenus. Nous aborderons successivement le cas de milieux diffusants artificiels liquides puis solides, la démarche étant de se rapprocher progressivement d'un milieu simulant plus fidèlement un tissu biologique réel. Après avoir discuté ces résultats, on sera alors à même d'évaluer les perspectives de cette méthode pour son application effective à une imagerie *in vivo* et en temps réel pour des tissus biologiques.

2.4.1. Milieu diffusant liquide.

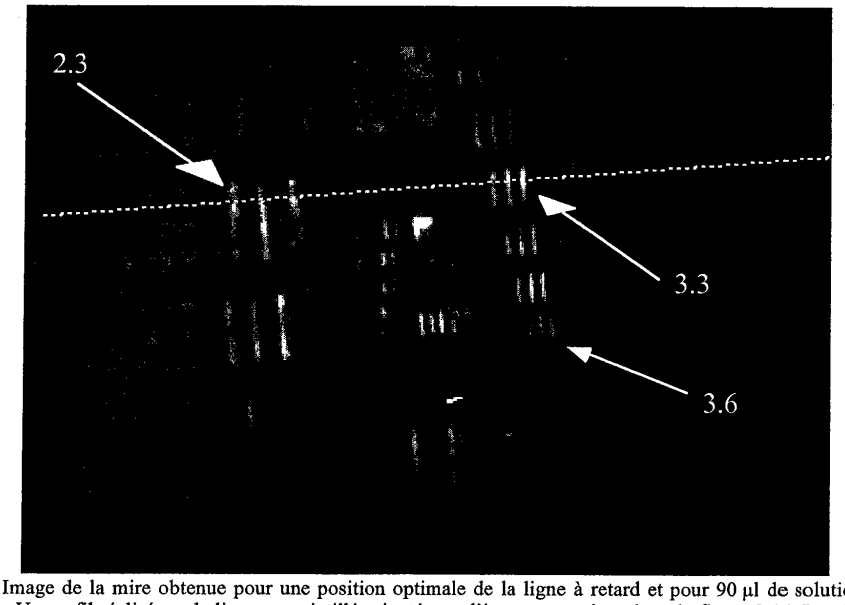
2.4.1.a. Images de la mire test à travers un milieu diffusant liquide.

Nous avons choisi de réaliser dans un premier temps une image de la mire test alors qu'elle est située 1 cm derrière une cuve remplie d'une solution colloïdale de nano-billes de latex et d'eau [2.31 Dou]. L'intérêt d'un tel milieu, en plus d'être homogène, réside dans la possibilité d'accentuer ou de réduire son caractère diffusant en faisant simplement varier la concentration en billes de latex.

La solution mère de billes de latex utilisée pour cette expérience est fournie par la société Seradyn Inc. Le diamètre des billes est égal à 213 nm et la concentration massique est égale à

La solution mère de billes de latex utilisée pour cette expérience est fournie par la société Seradyn Inc. Le diamètre des billes est égal à 213 nm et la concentration massique est égale à 10,2 %. Avec un indice de réfraction du latex de 1,59 et un rayonnement de longueur d'onde 800 nm dans le vide, la section efficace de diffusion σ_s calculée avec la théorie de Mie est de $1{,}6.10^{-11}$ cm^2 et le facteur d'anisotropie g est de 0,2. Le milieu diffuse donc à peu près autant vers l'avant que vers l'arrière. L'épaisseur de la cuve est de 5 mm. Elle est remplie au départ d'un volume d'eau de 2 ml. On y ajoute progressivement à la micro-pipette une quantité de plus en plus grande de solution mère.

L'image de la mire formée avec l'onde complémentaire est visualisée distinctement sans dégradation de la résolution jusqu'à un ajout de 90 µl de cette solution (cf. fig. 2.43). Le temps d'acquisition de cette image correspond à celui de la cadence vidéo et la position de la ligne à retard est ajustée pour garantir un gain optimal. L'élément 3.6 (14,3 traits/mm), de pas égal à 70 µm, est alors résolu tant horizontalement que verticalement et l'on approche de la limite de détection de la caméra Pulnix. Les contrastes pour cet élément sont respectivement de 0,15 et 0,10 pour les directions verticale et horizontale.



2.43 : Image de la mire obtenue pour une position optimale de la ligne à retard et pour 90 µl de solution mère ajoutée. Un profil réalisé sur la ligne en pointillés ajoutée sur l'image est présenté sur la figure 2.44. Les éléments 2.3, 3.3 et 3.6 sont repérés.

(profil réalisé sur l'image 2.43). Il chute à 0,1 avec un déplacement de 20 µm de cette ligne à retard (délai supplémentaire de 130 fs entre les temps d'arrivée des impulsions pompe et signal). L'image est bien résolue en profondeur.

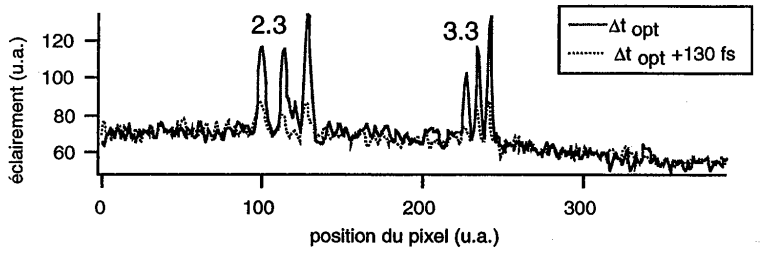
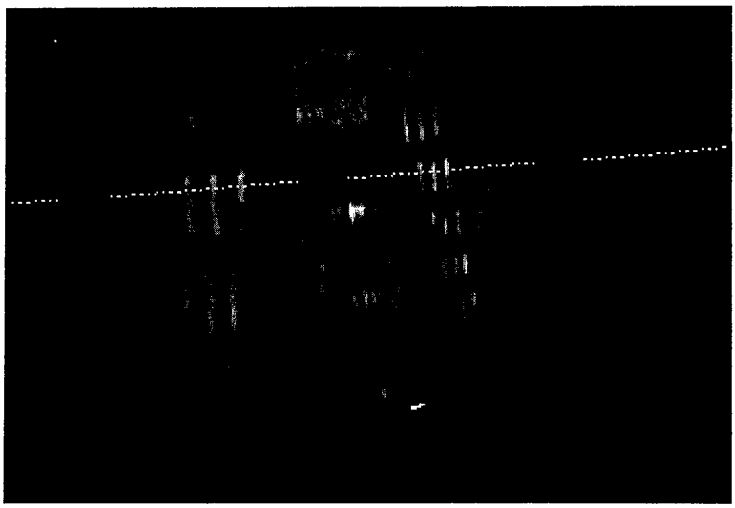
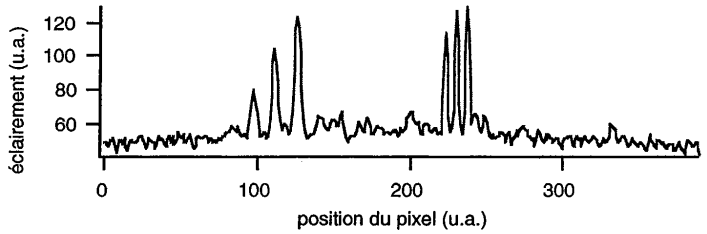


Figure 2.44 : Courbe en trait plein : variation de l'éclairement le long de la ligne en pointillés ajoutée sur la figure 2.43. Courbe en pointillés : variation de l'éclairement au même endroit sur la caméra avec un délai supplémentaire de 130 fs entre les impulsions signal et pompe.

Si l'on effectue l'image de la mire USAF, toujours pour un délai optimal entre les impulsions pompe et signal, mais avec cette fois uniquement de l'eau dans la cuve et en atténuant le signal avec des filtres neutres, on retrouve des conditions d'éclairement à peu près identiques sur le capteur CDD pour une densité optique totale de ≈5,2 (cf. fig. 2.45). La solution aqueuse de billes de latex pour un ajout de 90 µl de solution mère provoque donc une atténuation de la lumière non diffusée de $10^{5,2}$. Le nombre de libres parcours moyens de diffusion ($n\ell_s$) de cette solution est donc de 12 pour l'aller et le retour puisque $T = e^{-n\ell_s}$ avec T la transmission en puissance du milieu (cf. paragraphe 1.2.2.a). Cette valeur est du même ordre de grandeur que celle prédite par la théorie, comprise entre 13 et 14 ℓ_s pour cette solution.

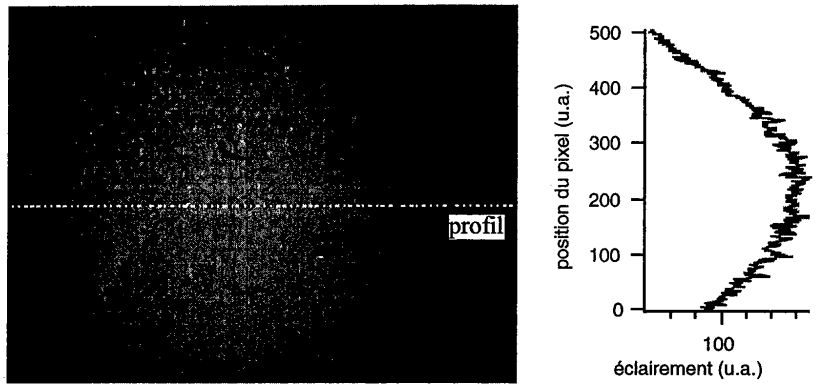


2.45 : Image de la mire réalisée avec l'onde complémentaire à travers un jeu de filtres neutres équivalent à 5,2 densités optiques.



2.46 : Profil de l'éclairement au niveau de la caméra réalisé le long de la ligne en pointillés ajoutée sur l'image 2.44.

Si l'on tourne légèrement le polariseur placé avant la caméra (noté P sur la figure 2.26), une fraction du faisceau signal l'illumine alors et la mire n'est plus visible (cf. fig. 2.47-(a)). L'éclairement au niveau de la caméra dû aux photons multidiffusés vers l'arrière est prédominant et empêche alors la vision de la mire. Cet éclairement a une répartition d'allure gaussienne (cf. fig. 2.47-(b)), liée à la répartition d'allure gaussienne de l'éclairement du faisceau pompe au niveau du cristal.



2.47 : Illumination de la caméra avec une fraction de l'onde signal : (a) image complète ; (b) profil le long de la ligne en pointillés.

Notons que seul un rayonnement non diffusé semble être détecté sur l'image 2.43 et ce quel que soit la position de la ligne à retard. On n'observe pas, en effet, de fond d'allure gaussienne comme pour l'image 2.47. La contribution à l'image des photons multidiffusés, qui sortent en même temps que les photons constituant le rayonnement non diffusé et diffracté vers l'arrière sur la mire, est donc négligeable pour cette configuration expérimentale. Ceci explique que les performances en termes de résolutions spatiales soient conservées pour les images réalisées à travers ce milieu diffusant liquide.

La limitation de notre méthode d'imagerie à la cadence vidéo apparaît, ici, comme étant la sensibilité de détection. Un accroissement de cette sensibilité pourrait, par exemple, être possible avec l'utilisation d'une caméra plus sensible ou encore avec une amplification de l'onde complémentaire par un deuxième processus paramétrique réalisé dans un troisième cristal non linéaire de plus grande longueur[24].

On peut chercher à déterminer, tout de même, à partir de quelle "épaisseur" en milieu diffusant, la contribution de la lumière multidiffusée émergeant du milieu pendant l'ouverture de la porte temporelle va devenir plus importante que la contribution de la lumière non diffusée et diffractée vers l'arrière sur la mire. C'est l'objet du prochain paragraphe.

[24] Dans ce cas, la sélection temporelle étant déjà achevée grâce au premier processus d'APO dans le cristal noté BBO_{II}, le deuxième processus non linéaire pourrait être réalisé avec des impulsions pompe et complémentaire de durées allongées et ce dans un cristal taillé pour un accord de type I (d_{eff} plus élevé). Seul compterait alors d'obtenir un gain d'amplification plus élevé sans plus se soucier de la réalisation d'une porte temporelle.

2.4.1.b. Détermination de limitation de la sélection par porte temporelle pour la réalisation d'une imagerie 2D en configuration de rétrodiffusion.

La prédominance de la lumière multidiffusée vers l'arrière sur la lumière non diffusée et diffractée sur l'objet pourrait se manifester pour une "épaisseur" en milieu diffusant peu supérieure à notre limite de sensibilité de 12-13 ℓ_s à la cadence vidéo (cf. fig. 2.48). Pour déterminer cette valeur, on va utiliser une caméra permettant l'acquisition d'images durant des durées variables. La sensibilité de notre système sera ainsi artificiellement augmentée grâce à l'utilisation de temps de pose supérieurs à ceux que l'on a à la cadence vidéo. La caméra CCD utilisée pour cette expérience est une caméra refroidie par effet Peltier (caméra Sensys 12 bits dotée d'un capteur KAF 400). L'obturateur mécanique de la caméra permet un temps d'exposition minimal de 16 ms. Dans l'expérience précédente, le placement de la mire derrière la cuve pouvait être favorable à une moindre détection des photons multidiffusés sortant durant l'ouverture de la porte temporelle (cf. fig. 2.48). La mire est donc placée cette fois à l'intérieur de la cuve (d'épaisseur 1 cm). Elle est située à une distance de la face avant de la cuve égale à 1 mm, une profondeur de l'ordre de grandeur de celle pour laquelle on espère pouvoir observer dans un milieu biologique réel.

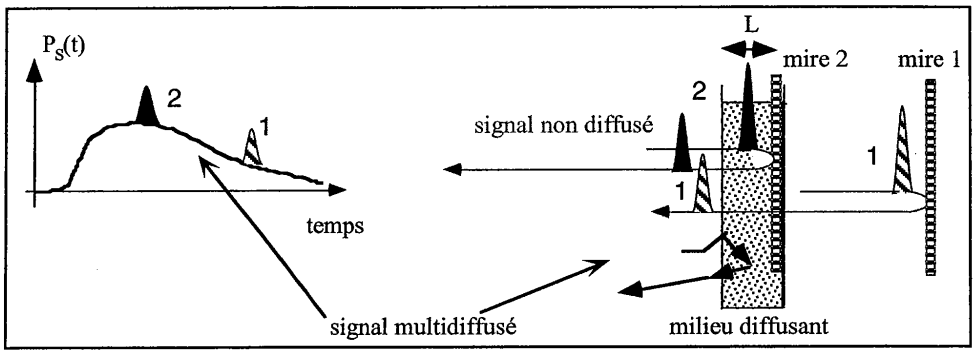


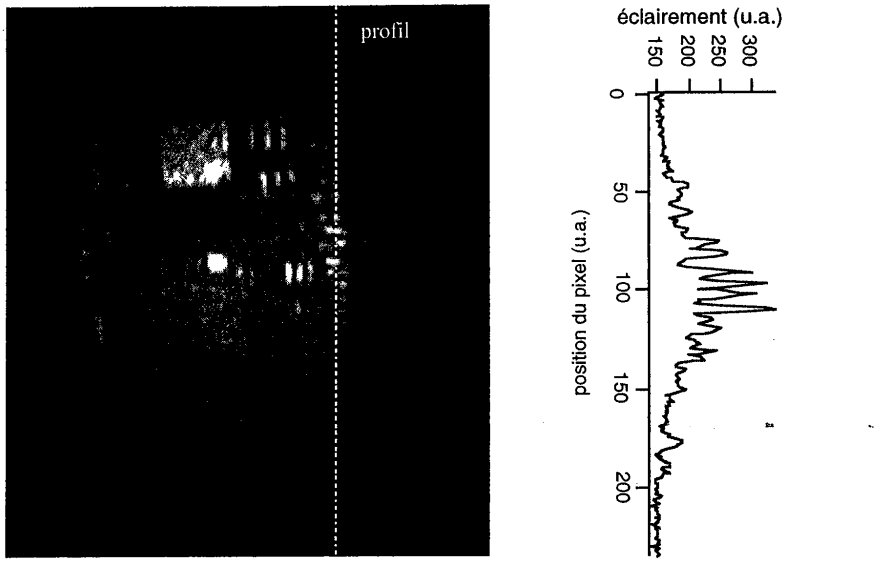
Figure 2.48 : Limitation de la sélection par porte temporelle.

La solution de billes de latex utilisée pour cette expérience est fournie par la société Dow France. Le diamètre des billes est sensiblement égal à celles de l'expérience précédente soit ≈200 nm et la concentration de la solution mère est de $\approx 1.10^{14}$ billes.cm^{-3}. Les valeurs numériques de la section efficace de diffusion σ_s et du facteur d'anisotropie g sont respectivement d'environ $1,2.10^{-11}$ cm^2 et 0,2.

Au volume d'eau initial de 14 ml, on ajoute progressivement à la micro-pipette une quantité de plus en plus importante de solution mère de billes de latex. Pour un ajout de 1090 µl, on atteint les limites de détection de la caméra pour le temps de pose minimal de 16 ms : les images apparaissant sur le moniteur sont alors à peine visibles. Si l'on observe néanmoins attentivement ces images, des fluctuations temporelles de l'éclairement sont décelables.

Si l'on réalise la même image avec, cette fois, la cuve remplie uniquement d'eau et que l'on ajoute des filtres neutres sur la voie signal jusqu'à obtenir le même niveau d'éclairement sur la caméra, toujours pour une position optimale de la ligne à retard, on n'observe alors pas de telles fluctuations dans le temps. Les fluctuations temporelles de l'éclairement étaient donc bien liées à de la lumière multidiffusée qui sort durant l'ouverture de la porte temporelle. La densité optique pour l'ensemble des filtres neutres, ajoutés pour obtenir un même éclairement que pour la solution diffusante, est de 6,2 soit l'équivalent de l'atténuation provoquée par un milieu diffusant supérieur à 14 ℓ_s pour le signal non diffusé.

Pour un milieu diffusant liquide, toujours avec 1090 µl de solution mère ajoutée comme précédemment, mais avec cette fois un temps de pose de 116 ms, on obtient l'image présentée sur la figure 2.49-(a). Le contraste mesuré est alors de seulement 0,05 pour l'élément 3.6 (pour les directions horizontale et verticale). L'observation sur le moniteur est néanmoins confortable car le logiciel d'acquisition de l'image permet un ajustement automatique des niveaux de gris sur le moniteur. Le niveau bas (noir) pour le moniteur est attribué aux niveaux des pixels recevant les plus faibles flux alors que le niveau haut (blanc) est attribué aux niveaux des pixels recevant les plus forts flux. En observant un profil réalisé le long de la ligne en pointillé (cf. fig. 2.49-(b)), on constate qu'à l'image de la mire se superpose un fond d'allure gaussienne qui est bien la caractéristique d'un bruit de multidiffusion pour notre expérience (cf. fig. 2.47). Cette répartition gaussienne est, on l'a déjà vu, reliée à l'allure gaussienne de l'éclairement du faisceau pompe sur la cristal.



(a) (b)

2.49 (a) : Image de la mire pour 1090 µl de solution mère ajoutée et pour un temps de pause de 116 ms. (b) : Profil de l'éclairement réalisé sur la ligne en pointillés ajoutée sur l'image.

Sur la figure 2.50, sont portés deux profils de l'éclairement (au même endroit que sur la figure 2.49) pour deux positions de la ligne à retard et pour un temps d'intégration de 1 s : une pour la position optimale qui permet la meilleure visualisation possible de l'image, l'autre pour un décalage temporel supplémentaire de ≈1,3 ps entre les temps d'arrivée des impulsions pompe et signal (déplacement de la ligne à retard de 200 µm). On constate que le fond d'allure gaussienne lié à la multidiffusion vers l'arrière varie peu en fonction du décalage temporel. Une soustraction de ces deux courbes permet donc d'obtenir une image plus contrastée de la mire. Par exemple, l'élément 3.4 voit ainsi son contraste augmenter de 0,13 à 0,60 (cf. fig. 2.50).

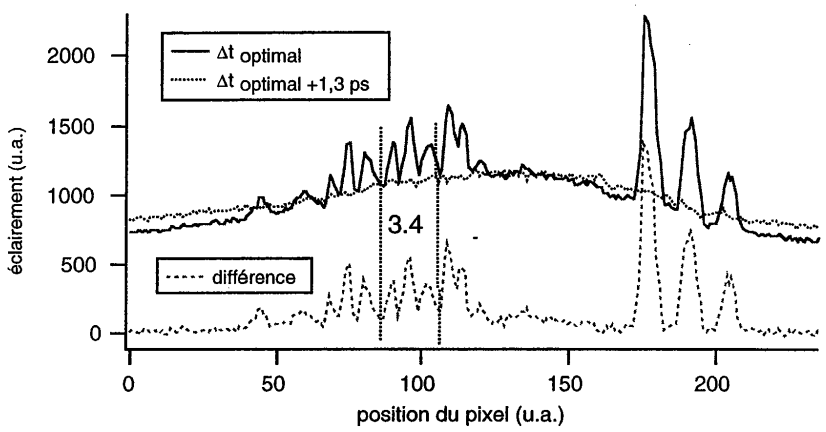


Figure 2.50 : Profils de l'éclairement au niveau de la caméra, le long d'une ligne proche de celle représentée sur la figure 2.48, pour un temps d'intégration de 1 s. La courbe en trait plein est obtenue pour une position de la ligne à retard optimale alors que celle en pointillés est obtenue avec un décalage temporel supplémentaire de 1,3 ps. La courbe en tirets représente la différence entre ces deux courbes. L'élément 3.4 est situé entre les deux droites verticales en pointillés.

On constate d'après ces images que, même lorsque le niveau de lumière multidiffusée devient du même ordre de grandeur que celui de la lumière non diffusée, la résolution est très peu dégradée. L'éclairement sur la caméra créé par la multidiffusion vers l'arrière a en effet une variation continue (cf. la courbe en pointillé sur la figure 2.50). Le speckle a été réduit[25] du fait des mouvements des nano-billes de latex. Si le milieu diffusant était figé à l'échelle du temps de pose, on aurait au contraire une fluctuation spatiale rapide de cet éclairement, fluctuation spatiale typique d'une figure de speckle. Les billes, de faibles dimensions, sont animées de mouvements aléatoires incessants du fait de l'agitation thermique qui les affectent lorsqu'elles sont en suspension dans un liquide. Les caractéristiques de ce mouvement, appelé mouvement brownien, dépendent notamment de la taille des billes, de la viscosité et de la température du liquide dans lequel elles baignent. La fluctuation temporelle du champ émergeant du milieu diffusant va dépendre de ces caractéristiques. De nombreuses informations peuvent d'ailleurs être déduites de la corrélation temporelle de l'éclairement observé en un point du champ, par exemple sur les vitesses de déplacement des particules, les interactions entre les différentes particules du milieu [2.32 Mar, 2.33 Mac, 2.34 Fra].

[25] L'expression de *réduction* de la figure de speckle traduit la diminution de l'écart-type des fluctuations de l'éclairement après intégration de différentes figures de speckle décorrélées entre elles.

Notons que ces études sont d'ordinaire effectuées avec l'ensemble du rayonnement diffusé vers l'arrière alors que dans notre cas la figure de speckle est uniquement créée par les photons qui sortent durant l'ouverture de la porte temporelle.

On peut évaluer le temps moyen mis par une nano-bille pour se déplacer d'une moitié de longueur d'onde. La valeur moyenne du carré du déplacement Δr d'une nano-bille après une propagation aléatoire effectuée durant un temps τ est donnée pour un mouvement brownien par :

$$\left\langle \Delta r^2 \right\rangle \approx 6\ D\ \tau\ , \tag{2.4.1}$$

avec D la constante de diffusion de Stokes-Einstein égale à :

$$D = \frac{k\ T_o}{6\pi\eta R}\ , \tag{2.4.2}$$

avec k, T_o, η et R, respectivement la constante de Boltzman, la température du liquide, sa viscosité et le rayon des sphères. Pour des billes de 200 nm de diamètre, baignant dans l'eau[26] à 291 K, on obtient une valeur de D d'environ 2 $\mu m^2 s^{-1}$. D'après la relation (2.4.1), le temps moyen que prennent les billes pour effectuer un déplacement de l'ordre de la moitié de la longueur d'onde optique est égal à :

$$\tau_{\lambda/2} = \frac{\lambda^2}{24\ D}\ . \tag{2.4.3}$$

La valeur numérique de $\tau_{\lambda/2}$ est égale à 13 ms à 800 nm. Les fluctuations temporelles des figures de speckle créées par la lumière multidiffusée vers l'arrière sont donc rapides comparativement aux temps de pose de l'expérience (1 s pour les profils de la figure 2.50).

En conclusion, pour notre configuration expérimentale et pour notre milieu diffusant liquide (homogène et diffusant la lumière autant vers l'avant que vers l'arrière), le niveau de signal multidiffusé vers l'arrière devient du même ordre de grandeur que le signal non diffusé pour une épaisseur en milieu diffusant de 14 à 15 ℓ_s. L'observation dans des bonnes conditions de l'image est toujours possible pour notre milieu diffusant liquide car le speckle est réduit du fait du

[26] Pour l'eau $\eta = 1,027$ cp $= 1,027.10^{-3}$ U.S.I.(cp est l'abréviation de centipoise et $k = 1,38\ 10^{-23}$ U.S.I..

mouvement brownien des nano-billes de latex. La résolution est alors préservée et seul le contraste de l'image diminue progressivement avec l'accroissement du caractère diffusant. Naturellement, cette valeur limite de 14-15 ℓ_s dépend de l'ouverture numérique du système. Les dimensions des diaphragmes D_1 et D_2 ayant été réduites jusqu'à être adaptées à notre résolution sur l'objet de 70 µm, cette ouverture numérique est d'environ 0,6° pour le demi-angle d'ouverture (cf. relation (2.2.15)). Si cette dernière était plus élevée (et donc la résolution spatiale transversale augmentée), la prédominance du signal multidiffusé vers l'arrière sur le signal non diffusé surviendrait pour une épaisseur en milieu diffusant moins élevée. On récolterait, en effet, plus de photons diffusés (la sélection spatiale serait moins importante).

Dans le cas d'un tissu biologique, la diffusion est plus préférentiellement marquée vers l'avant. La limitation liée à la rétrodiffusion vers l'arrière ne va donc survenir que pour une épaisseur en milieu diffusant plus importante, ce qui offre une perspective encourageante. Par contre, un tissu biologique est *quasi* immobile, inhomogène et de plus diffuse fortement vers l'avant, caractéristiques qui peuvent être sources de problèmes supplémentaires. L'étape suivante a donc été de chercher à effectuer l'image de la mire test à travers cette fois un objet diffusant artificiel qui soit à la fois solide, inhomogène et diffusant fortement vers l'avant.

2.4.2. Milieu diffusant solide.

Le milieu choisi, fabriqué et prêté par l'équipe du Dr. Paul French de l'*Imperial College* à Londres, est constitué de sphères en silice (Ø≈1 µm) dispersées dans de la résine araldite (résine époxyde). Un échantillon similaire a servi à déterminer les performances de leur méthode d'imagerie résolue en profondeur, qui utilise l'holographie à faible longueur de cohérence temporelle (cf. paragraphe 1.3.4.a). On pourra ainsi comparer nos résultats à ceux qu'ils ont obtenus. Ce milieu diffusant est assez inhomogène. Il est notamment plus opaque sur les bords qu'en son centre. De fines inclusions y sont aussi visibles à l'œil nu. Par contre, son épaisseur, égale à ≈1,2 mm, est à peu près constante sur l'ensemble de l'échantillon. La concentration en billes de silice dans la résine époxyde est de 0,45 %. En tenant compte des valeurs des indices de la silice et de la résine époxyde (resp. 1,45 et 1,53), le libre parcours moyen de diffusion est de 0,8 mm et le facteur d'anisotropie g de 0,9. Le nombre de libres parcours moyens théorique pour l'aller et le retour devrait donc être de 3, mais il est pourtant mesuré expérimentalement à des valeurs bien supérieures, valeurs toujours supérieures à 6 ℓ_s pour l'aller et le retour et ce quel que soit l'endroit éclairé de l'échantillon (voir les paragraphes suivants pour les mesures). La présence d'aggrégats de

d'aggrégats de billes, qui auraient pu se former durant la fabrication de l'échantillon, et une répartition inhomogène des billes doivent être à l'origine de cette inadéquation.

Nous avons cherché à observer des objets test placés juste derrière ce milieu diffusant artificiel. Le problème du speckle se pose alors de manière cruciale du fait des effets combinés de la cohérence spatiale élevée du faisceau d'illumination, de l'immobilité et de l'inhomogénéité du milieu diffusant.

2.4.2.a. Réduction du speckle à cadence vidéo.

On a cherché à réduire ce speckle en décalant à la fois spatialement et angulairement le faisceau signal sur l'objet observé (l'objet étant une mire ou une pièce de monnaie : cf. fig. 2.51). Pour ce faire, un miroir de renvoi, situé avant le système afocal précédent le premier cristal de BBO_I, est monté sur un haut-parleur, alimenté par un générateur de tension sinusoïdale à la fréquence de $\approx$1 kHzs.

Avant de réaliser l'image d'une mire ou d'une pièce placée juste derrière le milieu diffusant solide en volume, une expérience préliminaire a été effectuée, pour laquelle l'on place un dépoli avant le cube à séparation de polarisation (noté CSP sur la figure). On enlève alors le milieu diffusant solide en volume.

Si l'on observe la mire avec le dépoli (diffuseur en surface) placé avant le cube séparateur, l'image formée par l'onde complémentaire, alors que le haut-parleur est à l'arrêt, est présentée sur la figure 2.52-(a). Le speckle empêche la vision des éléments de faibles dimensions et altère même celles de grandes dimensions. Avec le haut-parleur en fonctionnement (cf. fig. 2.52-(b)), l'observation de l'image est alors beaucoup plus confortable, même si le speckle n'est pas entièrement réduit. L'élément 3.2 de pas 111 µm est par exemple discernable tant horizontalement que verticalement avec un contraste de l'ordre de 0,15. Le temps de pose de ces images correspond à celui de la cadence vidéo.

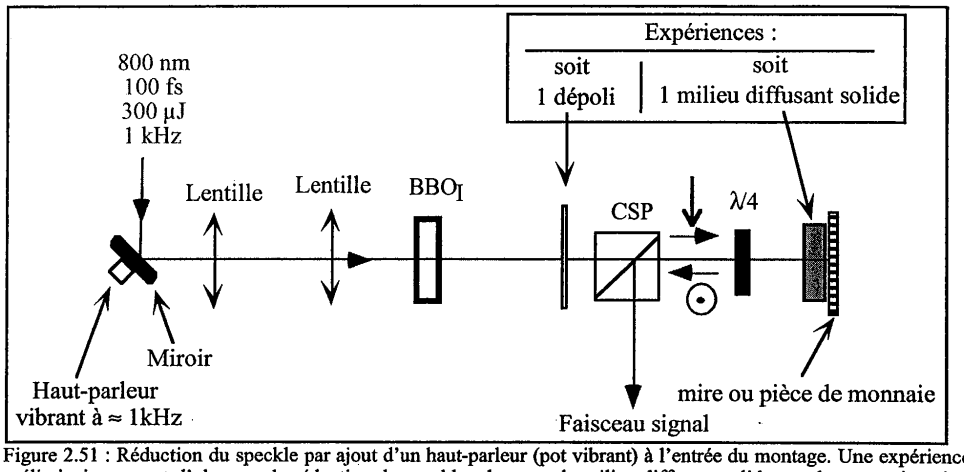
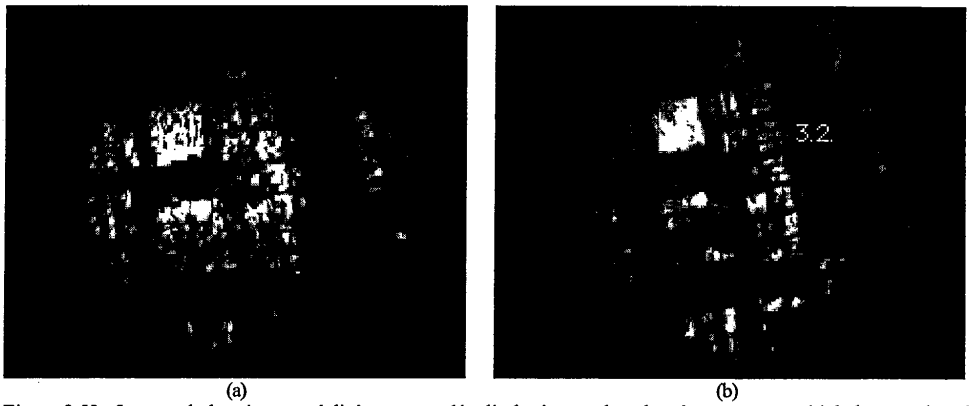


Figure 2.51 : Réduction du speckle par ajout d'un haut-parleur (pot vibrant) à l'entrée du montage. Une expérience préliminaire permet d'observer la réduction du speckle, alors que le milieu diffusant solide est absent, mais qu'un dépoli est placé avant le cube à séparation de polarisation (expérience qui correspond aux images de la figure 2.52). Ce dépoli est ensuite enlevé pour étudier les performances de notre expérience pour l'imagerie en rétroréflexion à travers un milieu diffusant solide en volume (expérience qui correspond aux images des figures 2.54 à 2.57).



(a) (b)

Figure 2.52 : Images de la mire test réalisée avec un dépoli placé avant le cube séparateur avec (a) le haut parleur à l'arrêt et (b) le haut parleur en fonctionnement.

Pour ce milieu diffusant en surface, placé avant le cube à séparation de polarisation et traversé une seule fois, la réduction du speckle est donc possible à la cadence vidéo avec le seul ajout de ce haut-parleur à l'entrée du montage. Le speckle devrait aussi pouvoir être réduit dans le cas de l'observation à travers notre milieu diffusant en volume qui est traversé en aller et retour. Dans ce cas, la réduction du speckle va être possible du fait de la variation de l'angle d'incidence du faisceau signal sur le milieu diffusant en volume. Alors que la forme du front d'onde pour le signal non

non diffusé va être inchangée pour une variation de l'angle du faisceau d'incidence (on aura juste une variation angulaire de sa direction de propagation soit une translation du spectre de Fourier dans le plan focal image de la lentille L_3), le front d'onde de la composante diffusée dans le milieu va lui être transformé. L'onde ne va pas voir en effet le même milieu diffusant en volume (cf. fig. 2.53).

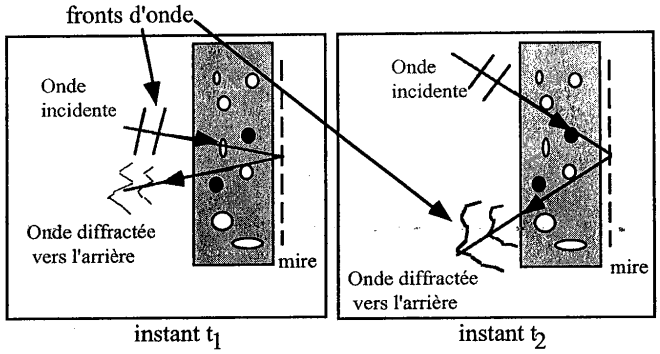


Figure 2.53 : Réduction du speckle par variation de l'orientation du faisceau d'illumination sur le milieu diffusant en volume.

2.4.2.b. Image d'une pièce de monnaie.

Pour valider cette méthode, on a réalisé l'image d'une pièce de 50 centimes à travers le milieu solide en un de ses endroits les plus diffusants, endroit pour lequel le nombre de libres parcours moyens de diffusion ($n\ell_s$) est évalué à une valeur supérieure à 10 pour l'aller et le retour[27]. La partie imagée de cette pièce est le morceau "ÇA" de FRANÇAISE (cf. fig. 2.54). Les sculptures des lettres apparaissent en saillie par rapport au bloc *quasi* plan de la pièce. La largeur de la barre horizontale du A est d'environ 300 µm et celle du C d'environ 200 µm. Les images (a) et (b) sont réalisées avec le haut-parleur à l'arrêt et les images (c) et (d) avec le haut-parleur en marche. Deux de ces images, (a) et (c), sont réalisées avec une position de la ligne à retard ajustée pour la partie supérieure de la lettre A. La lettre Ç, de hauteur différente, apparaît moins clairement. Les images (b) et (c) sont réalisées avec un déplacement de la ligne à retard de 100 µm. On image alors le "fond" de la pièce et le "ÇA" apparaît en sombre sur fond clair.

[27] La méthode utilisée pour estimer $n\ell_s$ est identique à celles des paragraphes précédents : on mesure l'éclairement pour les parties brillantes de l'image, puis on recherche pour quelle atténuation du faisceau signal, en l'absence de milieu diffusant mais en ajoutant des filtres neutres, on retrouve les mêmes conditions d'éclairement. On en déduit alors la valeur de $n\ell_s$, ici $n\ell_s \approx 10$. Cette méthode présuppose que l'éclairement de l'image est lié au rayonnement non diffusé. *Ici* une partie non négligeable du rayonnement détecté a subi une diffusion vers l'avant, la valeur de $n\ell_s$ est donc sous-estimée. On ne donne donc ici que sa valeur limite inférieure.

Pour ce qui concerne les images réalisées le haut-parleur à l'arrêt, si la partie supérieure du A peut encore être partiellement devinée sur l'image (a), le speckle brouille complètement l'image (b). Une fois le haut-parleur en marche, la réduction du speckle est suffisamment efficace pour que les lettres apparaissent très nettement sur ces deux images. Noter bien que ce speckle est dû à de la lumière diffusée vers l'avant et diffractée par l'objet *et non* à de la lumière multidiffusée vers l'arrière comme pour l'expérience précédente avec les billes de latex : si l'on retire la pièce situé derrière le milieu diffusant, l'image disparaît.

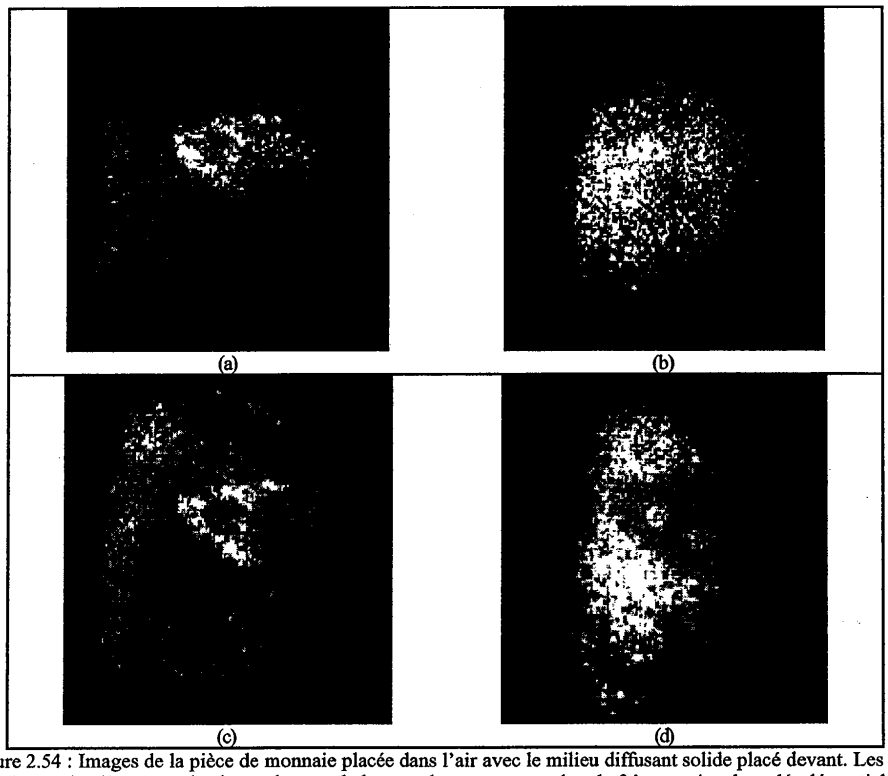


Figure 2.54 : Images de la pièce de monnaie placée dans l'air avec le milieu diffusant solide placé devant. Les zones imagées sur la pièce sont plus larges lorsque le haut-parleur est en marche : le faisceau signal est décalé spatialement sur la pièce du fait de la vibration du haut-parleur. Se référer au texte ci dessus pour les conditions d'obtention de ces différentes images.

La réduction du speckle améliore donc les images et l'on réussit à imager distinctement deux plans situés à 100 µm l'un de l'autre. Une réduction plus complète du speckle serait pourtant nécessaire pour l'obtention d'une image de meilleure qualité : temps d'intégration plus long (la caméra Pulnix utilisée pour cette expérience ne permettait pas la variation du temps d'exposition),

accroissement de l'inclinaison du faisceau sur le milieu diffusant en volume... L'utilisation d'une méthode plus classique, comme celle du diffuseur tournant, pourrait aussi être essayée pour réduire le speckle. Il faudrait alors éviter une perte trop importante du flux lumineux, une contrainte que ne possède pas notre méthode : l'intégralité du flux lumineux étant utilisée pour réaliser les images.

Pour une étude plus quantitative, on remplace maintenant la pièce de monnaie par la mire de résolution.

2.4.2.c. Image de la mire test.

L'image de la mire test USAF a été effectuée dans les mêmes conditions. L'élément 0.4 (1,41 traits/mm), de pas 709 µm, soit une largeur de barre de 353 µm est clairement résolu lorsque le haut-parleur est en fonctionnement (cf. fig. 2.55 -(a)). Avec un déplacement continu de la ligne à retard, l'image se brouille progressivement : les niveaux haut et bas tendent à s'égaliser alors que l'éclairement moyen diminue. On détecte alors un signal diffusé vers l'avant. Sur la figure 2.55-(c) est, par exemple, présentée une image pour un déplacement de 40 µm de la ligne à retard alors que le haut-parleur est toujours en marche. L'image (b) est obtenue dans les mêmes conditions que (a) à la différence près que le haut-parleur est, cette fois, à l'arrêt.

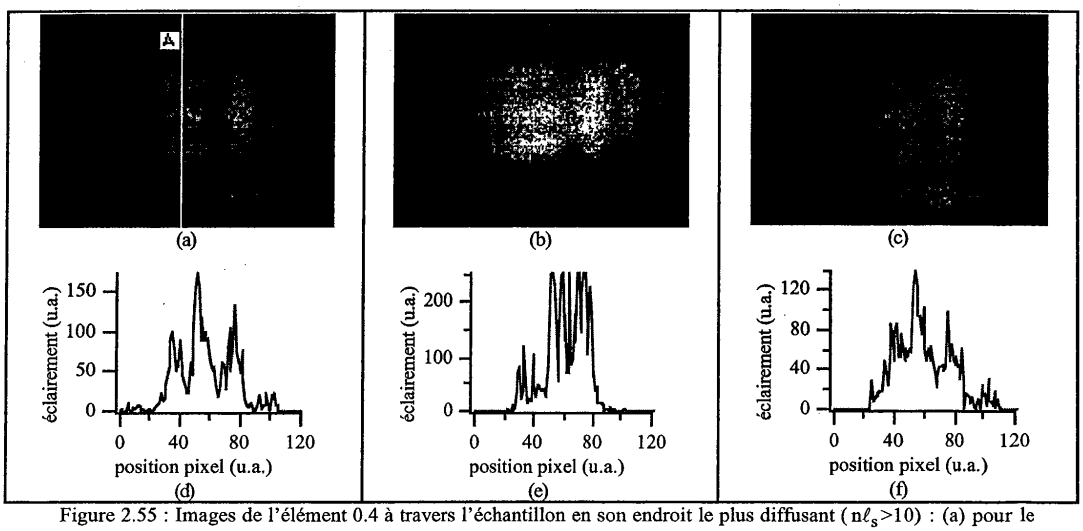


Figure 2.55 : Images de l'élément 0.4 à travers l'échantillon en son endroit le plus diffusant ($n\ell_s>10$) : (a) pour le position optimale de la ligne à retard avec le haut-parleur en fonctionnement, (b) *idem* avec le haut-parleur à l'arrêt, et (c) avec un déplacement de 40 µm de la ligne à retard par rapport à la position précédente et avec le haut-parleur en marche. Les profils (d), (e) et (f), réalisés le long de la ligne notée A sont présentés au-dessous de chacune des images.

D'après cette expérience, on constate que la diffusion vers l'avant va être responsable de la dégradation de la résolution longitudinale. L'éclairement intégré sur l'ensemble de la caméra

diminue de manière moins rapide que lorsque le signal détecté était uniquement un rayonnement non diffusé. Sur la figure 2.56, sont représentées ces deux décroissances mesurées en utilisant la caméra CCD. Les images 2.55-(a) et (c) sont représentées sur cette courbe. On détecte un éclairement de l'ordre de grandeur de la moitié de l'éclairement maximal obtenu pour un ajustement optimal, avec un déplacement de le ligne à retard de 80 µm (dernier point à droite).

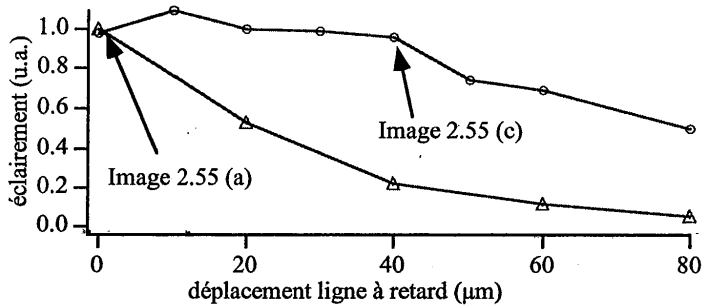


Figure 2.56 : Évolution de l'éclairement moyen sur l'ensemble de la caméra pour différentes positions de la ligne à retard. Les courbes en trait plein relient les point expérimentaux obtenus avec le milieu diffusant (cercles) ou sans le milieu diffusant (triangles). Les points correspondant aux images 2.55 (a) et (c) sont repérées pour exemple.

Attachons-nous maintenant à la résolution spatiale transversale. Si l'on cherche à observer des détails plus fins de la mire test, les éléments 1.3 et 1.4 par exemple, de pas respectifs 397 et 352 µm, le speckle reste trop important malgré l'amélioration apportée par le pot vibrant (cf. fig. 2.57 (a) et (b)). Les barres sont à peine distinctes.

Si l'on déplace l'échantillon pour le traverser en des endroits moins diffusant, ces éléments peuvent alors être clairement résolus. Les images (c) et (d) de la figure 2.57 sont par exemple obtenues pour une épaisseur de milieu diffusant de 8-9 ℓ_s. Si l'on déplace la ligne à retard, l'image garde une apparence *quasi* identique : l'éclairement diminue de manière uniforme sur l'ensemble de l'image. Le signal prédominant ne semble donc pas ici être un rayonnement diffusé de nombreuses fois vers l'avant comme précédemment. Cette hypothèse semble confortée par la faible amélioration apportée par le fonctionnement du haut-parleur entre les images (c) et (d) comparativement aux cas précédents où le faisceau traversait un endroit plus diffusant. Malgré cela, il est pourtant difficile d'observer des éléments plus fins. Les inhomogénéités et les gradients d'indice pourraient expliquer cette difficulté. Pour observer des détails plus fins comme les éléments 2.3 à 2.5, il faut éclairer le milieu diffusant en son centre, l'endroit le moins diffusant de l'échantillon (cf. fig.2.57-(e) et (f)). L'élément 2.4 de pas de 177 µm (largeur de barre de 88 µm) est par exemple résolu que le haut-parleur soit en marche ou à l'arrêt. Les détails plus fins ne peuvent être observés.

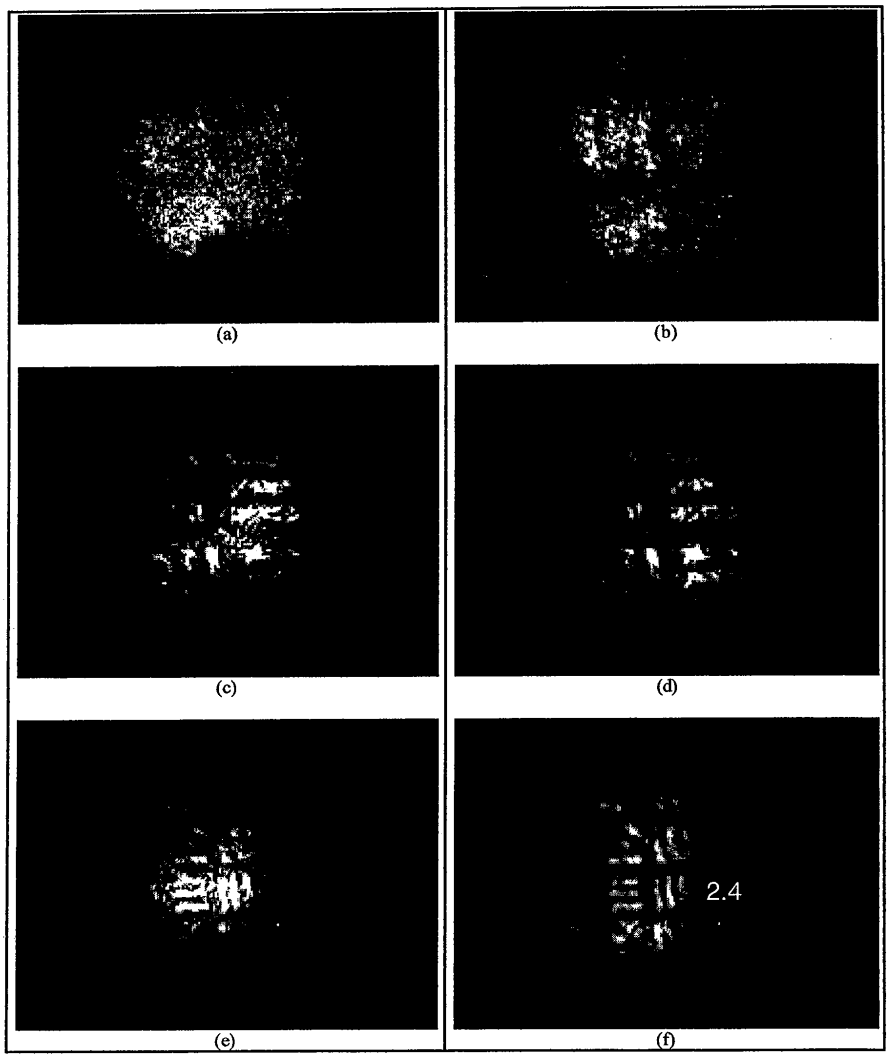


Figure 2.57 : (a) et (b) : Images des éléments 1.3 et 1.4 pour $n\ell_s$>10; (c) et (d) : Images des mêmes éléments pour $n\ell_s$= 8-9 ; (e) et (f) : Images des éléments 2.3 à 2.5 pour $n\ell_s$=6-7. Les images (a), (c) et (e) sont le haut-parleur à l'arrêt, les autres en fonctionnement.

En conclusion, avec ce milieu diffusant artificiel solide, dont les caractéristiques de diffusion se rapprochent plus de celles d'un tissu biologique réel, la diffusion vers l'avant apparaît donc comme la limitation fondamentale de notre méthode.

Des photons multidiffusés vers l'avant et réfléchis par la structure observée brouillent en effet les images obtenues lorsque le caractère diffusant devient trop accentué (> 10 ℓ_s). Même si la réduction du speckle entreprise à la cadence vidéo permet une amélioration des images, une résolution spatiale transversale de seulement 700 µm est obtenue. Il semble que cette résolution spatiale transversale pourrait être néanmoins améliorée avec une réduction de speckle plus efficace. Une étude plus systématique serait à entreprendre suite à cette étude préliminaire.

Un important problème réside dans la dégradation de la résolution longitudinale du fait de la diffusion vers l'avant. De ceci découle une difficulté à observer une interface qui serait enterrée légèrement plus profondément qu'une autre.

Signalons pour finir les résultats obtenus par l'équipe de P. French de l'*Imperial College* qui a réalisé des images résolues en profondeur avec un milieu diffusant similaire [2.35 Jon]. Avec le milieu diffusant immobile, des éléments de 600 µm de pas (détails de 300 µm) ont pu être observés pour un endroit de l'échantillon estimé à 8,6 ℓ_s pour l'aller et retour. En agitant l'échantillon de manière à réduire le speckle, l'observation d'éléments de pas 460 µm a pu être réalisé[28]. Les auteurs ne mettent pas en évidence le rôle de la diffusion vers l'avant, mais proposent une solution alternative pour la réduction du speckle permise pour leur méthode holographique : l'utilisation d'une source à faible longueur de cohérence spatiale (voir paragraphe 1.3.4.a).

2.5 Conclusion et perspectives pour l'expérience d'APO.

Pour ce qui concerne la réalisation d'un *système d'imagerie opérant à cadence vidéo et en configuration de rétrodiffusion,* l'objectif fixé initialement a été atteint. Les résolutions spatiales longitudinale et transversale pour un objet placé dans l'air sans milieu diffusant sont respectivement de 32 µm et 70 µm pour un champ circulaire sur l'objet de ≈2,5 mm de diamètre.

Cette résolution spatiale transversale a pu être obtenue notamment grâce à la réalisation d'un accord de phase non colinéaire que nous avons explicité. Ce choix d'un accord de phase non colinéaire a aussi permis d'obtenir des images résolues en profondeur qui apparaissent sur un fond noir *quasi* parfait grâce à la réalisation d'un filtrage spatial permettant de rejeter le résidu de faisceau signal non totalement éliminé par le jeu des polarisations croisées.

[28] Ces images peuvent être consultées sur internet : http://epubs.osa.org/oearchive/source/4055.htm.

Pour ce qui concerne l'application effective de la méthode à une imagerie en milieu diffusant, on a montré que les effets négatifs liés à la *multidiffusion de la lumière vers l'arrière,* qui pouvaient à priori apparaître comme une limitation fondamentale pour une configuration d'imagerie 2D en rétrodiffusion ne se manifestent, en fait, pour notre configuration expérimentale que pour une épaisseur en milieu diffusant de 14 à 15 ℓ_s pour l'aller et le retour dans le cas d'une diffusion qui se fait autant vers l'avant que vers l'arrière. Dans le cas d'un tissu biologique où la diffusion est très marquée vers l'avant, cette limitation surviendrait donc pour une épaisseur en milieu diffusant supérieure. Cet effet n'est donc pas une limitation fondamentale.

A contrario, c'est l'effet de cette forte *diffusion vers l'avant* qui est la source de problèmes importants avec notre source spatialement cohérente. On a montré, en effet, en utilisant un milieu solide artificiel présentant une diffusion marquée vers l'avant que les résolutions spatiales transversale et longitudinale sont très fortement dégradées. De la lumière diffusée vers l'avant est diffractée vers l'arrière sur la structure observée puis est de nouveau diffusée vers l'avant durant son trajet retour. Les images obtenues par APO sont alors très fortement dégradées par le speckle. Les études préliminaires de réduction de ce speckle qui ont été entamées devront être poursuivies suite à ce travail de manière à optimiser les résolutions spatiales transversales (actuellement seulement d'environ 700 µm pour un milieu diffusant qui présente un nombre de libres parcours moyens de diffusion au moins supérieur à 10).

Même avec une optimisation de la réduction du speckle, il apparaît néanmoins que cette méthode paraît en fait malheureusement peu prometteuse pour une imagerie structurelle réellement efficace dans des tissus biologiques. Ce constat est accentué par les résultats récents produits par les techniques d'OCT point par point ou OCT 2D qui permettent maintenant l'obtention d'images avec des résolutions spatiales de l'ordre de 10 µm *à la cadence vidéo* (cf. chapitre 1). Des améliorations de notre méthode pourraient peut-être permettre d'atteindre ces niveaux de résolution mais difficilement de les surpasser. Le surcoût engendré par l'utilisation d'une source laser impulsionnelle ne se justifie donc pas pour la réalisation d'une imagerie structurelle.

Malgré tout, certaines perspectives peuvent tout de même s'avérer intéressantes : la réalisation d'images avec différentes longueurs d'onde par exemple. Par addition des images produites aux différentes longueurs d'onde, on pourrait, en effet, non seulement encore réduire le speckle, mais on pourrait surtout obtenir des informations fonctionnelles sur le tissu. Par soustraction d'images obtenues pour différentes longueurs d'onde, le repérage de tumeurs dans les couches superficielles de la peau pourrait, par exemple, être possible. De telles méthodes sont d'ailleurs étudiées en configuration de transillumination pour la détection du cancer du sein où la transmission de deux longueurs d'ondes judicieusement choisies dépend fortement du degré de

vascularisation des tissus traversées (une tumeur cancéreuse en développement est fortement vascularisée). Le fait de disposer d'une source laser femtoseconde peut permettre l'obtention de ces différentes longueurs de manière "assez simple" par amplification paramétrique optique d'un continuum de lumière blanche (cf. note de bas de page n°18 du chapitre 2).

Bbliographie du chapitre 2

[2.1 Wat] J. Watson, "Amplification paramétrique en régime femtoseconde. Application au développement de sources femtosecondes accordables dans le visible et à l'imagerie en milieu diffusant.", Thèse de doctorat de l'Université Paris-XI (1994).

[2.2 Wat] J. Watson, P. Georges, T. Lépine, B. Alonzi, and A. Brun, "Imaging in diffuse media with ultrafast degenerate optical parametric amplification", Opt. Lett. **20,** 231 (1995).

[2.3 Dev] F. Devaux, E. Lantz, A. Lacourt, D. Gindre, H. Maillotte, P. A. Doreau and T. Laurent, "Picosecond parametric amplification of a monochromatic image", Nonlinear Opt. **11,** 25 (1995).

[2.4 Dev] F. Devaux and E. Lantz, "Transfer function of spatial frequencies in parametric image amplification : experimental analysis and application to picosecond filtering", Opt. Commun. **114,** 295 (1995).

[2.5 Dev] F. Devaux, "Amplification paramétrique d'images", Thèse de doctorat de l'Université de Franche-Comté (1996).

[2.6 Tol] G. Le Tolguenec, F. Devaux and E. Lantz, "Imaging through thick biological tissues by parametric image amplification and phase conjugation", J. Opt. **28,** 214 (1997).

[2.7 Tol] G. Le Tolguenec "Imagerie à travers les milieux diffusants par amplification paramétrique d'images", Thèse de doctorat de l'Université de Franche-Comté (1998).

[2.8 Tol] G. Le Tolguenec, F. Devaux, E. Lantz, "Two-dimensional time-resolved direct imaging through thick biological tissues : a new step toward noninvasive medical imaging", Opt. Lett. **24,** 1047 (1999).

[2.9 Boy] R. W. Boyd, "Nonlinear Optics", (Academic Press, 1992).

[2.10 Yar] A. Yariv, "Quantum Electronics", (Wiley, 1987).

[2.11 Bau] R. A. Baumgartner and R. L. Byer, "Optical Parametric Amplification", IEEE J. of Quantum Elec. **15,** 432 (1979).

[2.12 Dmi] V. G. Dmitriev, G. G. Gurzadyan, D. N. Nikogosyan, "Handbook of Nonlinear Optical Crystals", (Springer Verlag, 1991).

[2.13 Lef] L. Lefort and A. Barthelemy, "Revisiting optical phase conjugation by difference-frequency generation", Opt. Lett. **21,** 848 (1996).

[2.14 Dev] F. Devaux, G. le Tolguenec and E. Lantz, "Phase conjugate imaging by type II parametric amplification", Opt. Comm. **147,** 309 (1998).

[2.15 Dev] F. Devaux, E. Guiot and E. Lantz, "Image restoration through aberrant media by optical phase conjugation in a type II three-waves mixing interaction", Opt. Lett. **23,** 1597 (1998).

[2.16 Bru] G. Bruhat, "Cours de Physique générale : Optique", (6ème edition, Masson, 1965) p 462-463.

[2.17 Sie] A. E. Siegman, Lasers (University Science Books, 1986).

[2.18] Documentation Melles Griot, Catalog Components, 1770 Kettering Street, Irvine, California 92714, United States.

[2.19 Mar] O. E. Martinez, "Achromatic Phase Matching for Second Harmonic Generation of Femtosecond Pulses", IEEE J. Quantum Electron. **25,** 2464 (1989).

[2.20 Dan] R. Danielius, A. Piskarskas, P. Di Trapani, A. Andreoni, C. Solcia, P. Foggi, "Matching of group velocities by spatial walk-off in collinear three-wave interaction with tilted pulses", Opt. Lett., **21,** 973 (1996).

[2.21 San] F. Sanchez, "Introduction à l'optique non linéaire", (Ellipses, 1999).

[2.22 Lan] E. Lantz, L. Han, A. Lacourt, J. Zyss, "Simultaneous angle and wavelength one-beam noncritical phase matching in optical parametric amplification", Opt. Commun. **97,** 245 (1993).

[2.23 Mar] André Maréchal et Maurice Françon, "Diffraction et structures des images : influence de la cohérence de la lumière", (Masson, 1970).

[2.24 Goo] J. W. Goodman, "Introduction à l'optique de Fourier et à l'holographie", Joseph W. Goodman (Masson, 1972).

[2.25 Gar] V. G. Garcés-Chávez, "Développement d'un amplificateur d'impulsions femtosecondes à dérive de fréquence. Mise en place d'un banc de spectroscopie résolue en temps appliqué à l'étude des propriétés optiques non linéaires de matériaux supraconducteurs à haute température critique", Thèse de doctorat de l'Université de Paris-Sud (1999).

[2.26 Sal] K. L. Sala, G. A. Kenney-Wallace and G. E. Hall, "CW Autocorrelation Measurements of Picosecond Laser Pulses", IEEE J. of Quantum Elec. **16,** 990 (1980).

[2.27 Rob] D. A. Roberts, "Simplified characterization of uniaxial and biaxial nonlinear optical crystals : a plea for standardization of nomenclature and conventions", IEEE J. of Quantum Elec. **28,** 2057 (1992).

[2.28 Del] C. Delsart, "Cours d'optique non linéaire", (D.E.A. d'Optique et Photonique, Université Paris-Sud).

[2.29] Documentation Castech-Phoenix, Inc. (CASIX), P.O. Box 1103, Fuzhou, Fujian 350014, China.

[2.30 Smi] A.V. Smith, "Code SNLO : Non linear optics code", Sanda National Laboratories, Albuquerque, E-U, http://www.sandia.gov/imrl/X1118/xxtal.htm.

[2.31 Dou] C. Doulé, T. Lépine, P. Georges and A. Brun, " Video rate depth-resolved two-dimensional imaging through turbid media using femtosecond parametric amplification", Opt. Let. **25,** 353 (2000).

[2.32 Mar] G. Maret and P. E. Wolf, "Multiple Light Scattering from Disordered Media. The Effect of Brownian Motion of Scatterers", Z. Phys. B - Condensed Matter **65,** 409 (1987).

[2.33 Mac] F. C. MacKintosh and S. John, "Diffusing-wave spectroscopy and multiple scattering of light in correlated random media", Phys. Rev. B. **40,** 2383 (1989).

[2.34 Fra] S. Fraden and G. Maret, "Multiple Light Scattering from Concentrated, Interacting Suspensions", Phys. Rev. Letters **4,** 512 (1990).

[2.35 Jon] R. Jones, M. Tziraki, P. M. W. French, K. M. Kwolek , D. D. Nolte and M. R. Melloch, "Direct-to-video holographic 3-D imaging using photorefractive multiple quantum well devices" Opt. Exp. **2,** 439 (1998), http://epubs.osa.org/opticsexpress.

Chapitre 3

Tomographie optique cohérente

Parallèlement à l'expérience d'amplification paramétrique optique d'images, une partie de ce travail de thèse a été consacrée à la réalisation d'une expérience de tomographie optique cohérente (OCT).

Nous commencerons dans la première partie de ce chapitre par rappeler le principe et les caractéristiques du mode de détection utilisé : la détection hétérodyne optique. Nous insisterons sur ses avantages dans le cadre de l'imagerie à travers un milieu diffusant.

Dans une deuxième partie, nous décrirons le système OCT développé et nous expliquerons notamment notre choix de la mise en œuvre de la détection hétérodyne grâce à l'effet électro-optique.

Dans la dernière partie, nous présenterons quelques applications de notre technique de tomographie optique cohérente dans le cas d'une faible focalisation, notamment l'imagerie de tissus biologiques, comme la partie antérieure d'un œil de lapin ou un oignon.

3.1. Intérêt de la détection hétérodyne optique pour l'imagerie en milieu diffusant.

Nous avons vu dans le premier chapitre comment les méthodes de tomographie optique cohérente (OCT) permettent la réalisation d'images dans un milieu qui diffuse la lumière. Le principe repose sur une mesure interférométrique entre l'onde signal qui éclaire l'objet que l'on veut observer et une onde référence. C'est pourquoi, on parle de mode de *détection optique cohérente.* Nous avons expliqué comment la faible longueur de cohérence temporelle de la source lumineuse utilisée permet alors la sélection temporelle du rayonnement par sa phase (cf. paragraphe 1.3.4.a.).

Lorsque les faisceaux référence et signal possèdent la même fréquence optique instantanée, le mode de détection optique cohérente est dit *homodyne.* S'il existe au contraire une différence de fréquence instantanée entre les deux faisceaux, la détection va pouvoir être réalisée sur le *mode hétérodyne.*

Comme nous l'avons souligné dans le premier chapitre, le mode de détection hétérodyne est presque toujours utilisé dans les méthodes de tomographie optique cohérente. Nous n'avions que très brièvement mentionné ses caractéristiques et avantages. Nous allons dans cette partie les détailler plus précisément.

3.1.1. Principe de la détection hétérodyne optique.

Expliquons son principe. Considérons pour ceci l'interféromètre de Michelson représenté sur la figure 3.1. Le faisceau lumineux issu de la source est divisé en deux parties : le faisceau signal, qui est rétrodiffusé sur l'objet observé, et le faisceau référence, qui est réfléchi sur un miroir. Le

faisceau référence est aussi appelé *"oscillateur local"*. Les deux faisceaux interfèrent à la sortie de l'interféromètre à la surface d'un détecteur. On suppose, pour l'instant et pour simplifier, le cas particulier où l'état d'interférence est uniforme. On considère aussi, ici et dans les paragraphes suivants, que les chemins optiques parcourus par chacun des deux faisceaux sont égaux : le champ signal est donc *cohérent* avec le champ référence. On note E_{So} et E_{Ro} les amplitudes des champs scalaires électriques associés respectivement aux ondes signal et référence et ϕ le déphasage entre ces deux ondes. Grâce à un dispositif quelconque, une variation temporelle périodique de ce déphasage est induite. On verra par la suite quels processus peuvent permettre d'induire cette variation temporelle du déphasage. Elle peut être une simple variation sinusoïdale à une fréquence donnée ou être n'importe quelle variation périodique : le point clef pour un mode de détection hétérodyne optique est d'introduire une variation périodique de l'éclairement à la surface du détecteur quadratique. Cet éclairement s'écrit :

$$\acute{E}(t) \propto \left(E_{Ro}\cos[2\pi\nu t] + E_{So}\cos[2\pi\nu t + \phi(t)]\right)^2 , \tag{3.1}$$

avec ν la fréquence optique de l'onde émise par la source.

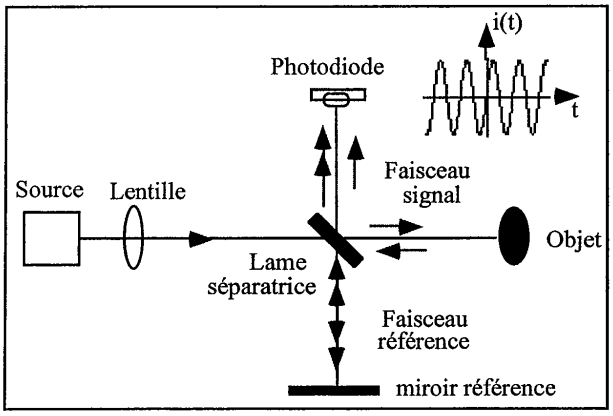


Figure 3.1 : Schéma explicitant le principe de la détection hétérodyne optique. Un dispositif quelconque non représenté sur le schéma induit une variation sinusoïdale du déphasage entre les faisceaux signal et référence.

L'intensité du courant généré dans le semi-conducteur, proportionnelle à cet éclairement, va elle aussi varier de manière périodique dans le temps. Soit k la constante de proportionnalité, l'intensité s'écrit, en tenant compte du temps de réponse du détecteur quadratique, long devant la période de l'onde optique :

$$i(t) = k(E_{Ro}{}^2 + E_{So}{}^2 + 2E_{Ro}E_{So}\cos[\phi(t)]) \ . \tag{3.2}$$

Pour évaluer la valeur de la constante de proportionnalité k, considérons le cas où un rayonnement éclaire uniformément la surface S du détecteur, en l'absence de tout phénomène d'interférence. Soit E_o l'amplitude du champ électrique, on a tout simplement :

$$k = \frac{\bar{i}}{E_o{}^2} \ , \tag{3.3}$$

avec $\bar{i}$ l'intensité du courant continu généré dans le détecteur donnée par :

$$\bar{i} = \frac{\eta e}{h\nu} P \ , \tag{3.4}$$

où η est le rendement quantique du détecteur, h la constante de Planck, e la charge élémentaire et P la puissance de cette onde sur la surface S égale à :

$$P = \frac{1}{2} c\varepsilon_o S E_o{}^2 \ , \tag{3.5}$$

avec ε_o la permittivité diélectrique du vide et c la vitesse de la lumière dans le vide. D'après ces dernières relations, la constante k est donc donnée par :

$$k = \frac{1}{2}\frac{\eta e}{h\nu} c\varepsilon_o S \ . \tag{3.6}$$

Ce facteur de proportionnalité k étant établi, revenons à notre équation de l'intensité du photocourant (cf. (3.2)). La partie variable dans le temps de cette intensité, que l'on appelle courant hétérodyne, est de la forme :

$$i_{het}(t) = 2k E_{Ro}E_{So}\cos[\phi(t)] \ . \tag{3.7}$$

Comme l'intensité hétérodyne i_{het} est proportionnelle au produit du champ référence par le champ signal, l'amplitude de modulation de ce courant, aussi appelée *amplitude de battement,* va

pouvoir être élevée, même avec un champ signal très faible. Il suffit pour cela de choisir tout simplement un champ référence élevé. On va ainsi avoir la possibilité de détecter des faisceaux signaux cohérents[1] extrêmement faibles, avec de simples photodiodes. De manière imagée, on parle d'*effet "levier"* de la détection cohérente.

On verra dans un prochain paragraphe comment effectuer la mesure de la puissance des faisceaux signaux cohérents suivant l'allure de la fonction déphasage $\phi(t)$. Si $\phi(t)$ est par exemple une simple variation sinusoïdale à la fréquence f_o, les franges d'interférence vont défiler sur le détecteur et la mesure du courant hétérodyne va être effectuée autour de cette fréquence f_o. On va voir qu'un des avantages du mode de détection hétérodyne est de procurer un excellent rapport signal à bruit sur cette mesure si l'on se place dans certaines conditions. Calculons donc ce rapport signal à bruit.

3.1.2. Rapport signal à bruit.

La mesure du courant électrique à une fréquence donnée peut être perturbée par différents bruits. Chacun de ces bruits est caractérisé par sa *densité spectrale de puissance de bruit*, notée $S_{ib}(f)$. Pour un système de mesure de bande passante Δf, centrée à f_o, *la puissance de bruit* est alors donnée, pour chacun de ces bruits, par :

$$\sigma_{ib}^2(f_o, \Delta f) = \int_{f_o-\Delta f/2}^{f_o+\Delta f/2} S_{ib}(f)df \quad . \tag{3.8}$$

Si ces bruits sont indépendants, le bruit total affectant la mesure du photocourant est caractérisé par une puissance de bruit (c'est-à-dire une variance) égale à la somme des différentes puissances de bruit.

On va distinguer les bruits qui sont liés au rayonnement lumineux lui-même, des bruits qui sont liés au système de détection. On va considérer le cas d'un dispositif à base de semi-conducteurs (photodiode ...).

Parmi les bruits liés au système de détection, on peut citer par exemple le bruit thermique (dit *bruit Johnson ou Nyquist)*, le *bruit d'obscurité* et le *bruit en 1/f* [3.1 Sal]. Rappelons que le bruit thermique est lié aux déplacements aléatoires des porteurs de charges dans tout matériau. Ce bruit dépend de la résistance et de la température du matériau, ainsi que de la bande passante de mesure.

[1] Ici, et dans la suite du mémoire, on écrira, pour alléger les notations, "faisceaux signaux cohérents" à la place de "faisceaux signaux cohérents *avec le faisceau référence*".

Le bruit d'obscurité est lié à une génération électron-trou dans la jonction qui peut survenir même en l'absence du rayonnement optique que l'on souhaite détecter. Enfin, le bruit en 1/f tire son nom de l'allure de sa densité spectrale de puissance de bruit qui suit une loi en 1/f. Ce bruit devient important pour des fréquences inférieures à quelques kHz. Ces différents bruits peuvent être réduits en soignant la réalisation du système de détection (choix du détecteur, de la fréquence de mesure...).

D'autres bruits sont liés au rayonnement lumineux lui-même. Un bruit fondamental est le *bruit dit de photons*. Il découle de la nature corpusculaire de la lumière et il est relié à une statistique *poissonnienne* de l'arrivée des photons sur le détecteur : les temps d'arrivées des quanta de lumière sur le détecteur sont alors aléatoires. Le photocourant généré dans le détecteur va être affecté lui aussi par ce caractère totalement aléatoire de la distribution temporelle des photons. De ceci découle un "bruit de mesure" : si $\overline{N}$ photoélectrons sont générés en moyenne durant le temps d'intégration T du système de détection, alors l'écart-type sur les mesures du comptage des électrons vaut $\sqrt{\overline{N}}$. On montre alors que l'intensité du courant de photodétection a une variance σ_{ib}^2 de la forme [3.1 Sal] :

$$\sigma_{ib}^2 = \bar{i}\ 2\, e\, \Delta f \quad , \tag{3.9}$$

avec Δf la bande passante de mesure, e la charge élémentaire et $\bar{i}$ l'intensité du courant continu généré par le rayonnement. Ce bruit est blanc, c'est-à-dire que quel que soit la bande passante de mesure Δf du système de détection, sa puissance de bruit (c'est-à-dire sa variance) est indépendante de la fréquence centrale de mesure f_o.

Des bruits, toujours liés au rayonnement optique lui-même, peuvent s'ajouter au bruit de photons. On parle d'*excès au bruit de photons*. Ils peuvent avoir des origines diverses. Pour une lumière laser, cet excès de bruit peut, par exemple, résulter d'instabilités mécaniques de la cavité laser ou de battements entre les différents modes du laser. Quel que soit leurs origines, on peut éliminer ces bruits par un système de double détection [3.2 Abb]. Sans entrer dans les détails, on s'arrange pour que, par un dispositif adéquat, les courants provenant de deux détecteurs soient en opposition de phase. On les soustrait ensuite. Le bruit en excès au bruit de photons est corrélé sur les deux courants, par contre le bruit de photons est, de par sa nature quantique, décorrélé. Après

soustraction de ces courants, le seul bruit qui subsiste est le bruit de photons. Il s'agit du bruit minimal de détection que l'on peut espérer obtenir[2].

On peut s'arranger pour que le bruit lié au rayonnement lumineux soit supérieur aux bruits liés au système de détection, en choisissant tout simplement une puissance du faisceau référence suffisamment élevée. Sont alors prépondérants le bruit de photons et l'excès au bruit de photons. Supposons que ce dernier est négligeable. Le faisceau référence impose alors son bruit de photons à l'ensemble du système de détection. Pour calculer le rapport signal à bruit, prenons le cas particulier où le déphasage temporel s'écrit simplement sous la forme : $\phi(t) = 2\pi\, f_o t + \phi_o$. Le rapport signal à bruit en puissance, noté $(SNR)_{puis}$, s'écrit :

$$(SNR)_{puis} = \frac{< i_{het}^2(t) >}{\sigma_{ib}^2} \quad , \tag{3.10}$$

avec $< i_{het}^2(t) >$ la valeur quadratique moyenne du courant hétérodyne à la fréquence f_o qui s'écrit (cf. (3.7)) :

$$< i_{het}^2(t) > = 4k^2 E_{Ro}^2 E_{So}^2 < \cos^2(2\pi\, f_o t + \phi_o) > = 2k^2 E_{Ro}^2 E_{So}^2 \ . \tag{3.11}$$

Dans le cas où le faisceau référence impose son bruit de photons (la puissance du faisceau signal est négligeable devant celle du faisceau référence), la variance de bruit sur le courant hétérodyne autour de la fréquence f_o s'écrit (cf. (3.9)) :

$$\sigma_{ib}^2 = 2k E_{Ro}^2 e \Delta f \quad , \tag{3.12}$$

puisque $\bar{i} = k E_{Ro}^2$. D'après les trois dernières relations, on a donc :

$$(SNR)_{puis} = \frac{k E_{So}^2}{e\ \Delta f} \quad , \tag{3.13}$$

ou encore d'après les relations (3.5) et (3.6) :

$$(SNR)_{puis} = \frac{\eta\, P_s}{h\, \nu \Delta f} \quad , \tag{3.14}$$

[2] Notons que l'on peut tout de même effectuer, dans des conditions très particulières, des mesures avec un bruit inférieur au bruit de photons : la statistique de l'arrivée des photons sur le détecteur est alors dite *sub* poissonnienne [3.3 Poi].

avec η le rendement quantique du détecteur, h la constante de Planck, ν la fréquence de l'onde optique et P_S la puissance de la fraction de l'onde signal réfléchie (ou rétrodiffusée) sur l'objet, qui atteint le détecteur et qui est cohérente avec le faisceau référence. On exprime souvent le rapport signal à bruit en puissance en décibels (dB). On applique alors la formule suivante :

$$SNR_{puis}(\text{en dB}) = 10 \log_{10}\left(\frac{\eta P_S}{h \nu \Delta f}\right). \tag{3.15}$$

Effectuons une application numérique pour une onde signal de longueur d'onde centrale de 845 nm, un rendement quantique de 0,85, une constante de temps Δt de 5 µs et un système de détection tel que la bande passante de mesure est égale à $\Delta f = 1/(2\Delta t)$: le rapport signal à bruit ne devient égal à 1 que pour une puissance P_S aussi faible que 35 fW.

Ainsi, de manière générale, même avec des temps de mesure extrêmement courts, la détection hétérodyne permet la détection de très faibles rayonnements cohérents quand le bruit de photons du faisceau référence est prédominant pour l'ensemble du système de détection. Dans le cas de tissus biologiques, où les facteurs de rétrodiffusion des structures qui s'y trouvent sont faibles et où le processus de diffusion atténue très fortement l'onde signal non diffusé quand la profondeur de pénétration augmente, cette propriété est très avantageuse.

Considérons le cas de l'exemple précédent où la constante de temps est égale à 5 µs et supposons que le temps de mesure consacré à chaque point de l'image est égal au triple de cette constante de temps. En 40 ms (25 Hz), une image de quelques 2700 points pourrait alors être obtenue. Pour une puissance du faisceau signal incident de 1 mW, la mesure d'une onde signal non diffusée qui serait rétroréfléchie sur une structure de facteur de réflexion en puissance plus grand que 10^{-4} serait possible à travers un milieu diffusant d'environ 14 ℓ_s en aller et retour (le SNR est égal à 1 si le facteur de réflexion est égal à 10^{-4}). Dans un tissu biologique où l'on aurait ℓ_s= 75 µm, 14 ℓ_s pour l'aller et le retour correspondent à une profondeur de 0,5 mm. Ceci ne veut pas dire que la structure située à cette profondeur peut forcément être clairement observée : le signal balistique (non diffusé) et cohérent temporellement avec le faisceau référence peut, par exemple, être brouillé à cause de la lumière multidiffusée, dont une partie pourrait ressortir du milieu après avoir parcouru le même chemin optique que le rayonnement non diffusé. On va justement voir que la détection hétérodyne possède une autre propriété intéressante par rapport à cette possible restriction.

3.1.3. Sélectivité angulaire de la détection hétérodyne.

La détection hétérodyne est une détection cohérente. À cet égard, elle est extrêmement sensible à toute différence entre les fronts d'ondes signal et référence : le champ angulaire de la détection hétérodyne va être limité par la taille de la surface effective de détection. Cette loi est connue sous le nom de théorème de l'antenne [Sie 3.4].

Explicitons qualitativement l'origine de cette sélectivité angulaire. Dans le paragraphe précédent, on a considéré le cas particulier où les deux ondes qui interfèrent étaient planes et de même direction. L'état d'interférence était alors uniforme sur le détecteur (teinte plate). Cette situation correspond à une direction du faisceau signal repérée par le symbole ① sur la figure 3.2. Dans cette configuration, le courant hétérodyne est maximal, mais il décroît très rapidement avec une inclinaison croissante de l'angle θ entre les vecteurs d'onde signal et référence. Considérons par exemple le cas où la direction du faisceau signal est repérée par le symbole ② sur la figure 3.2. Des franges apparaissent au niveau du détecteur du fait de l'inclinaison des deux faisceaux. Les différents courants hétérodynes provenant des différents endroits du détecteur sont donc déphasés temporellement les uns par rapport aux autres. D'où une réduction importante du courant hétérodyne total.

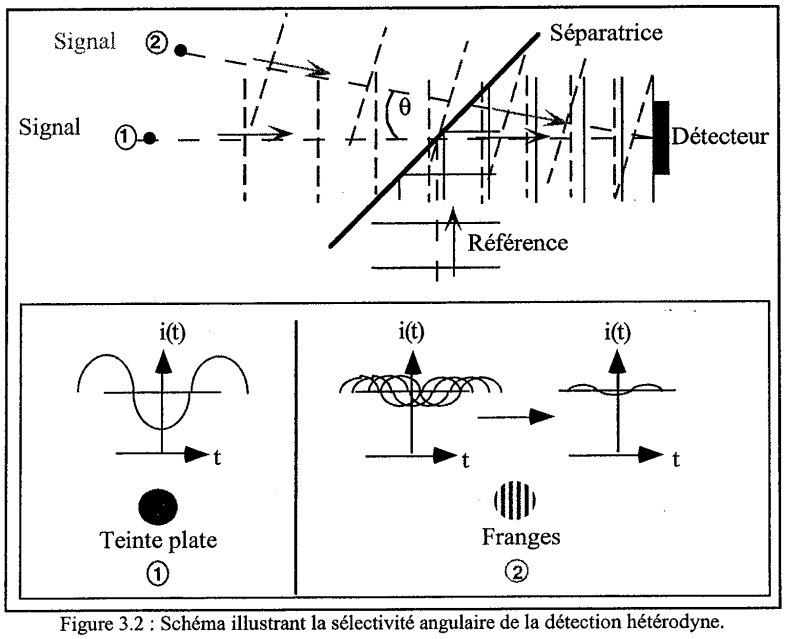


Figure 3.2 : Schéma illustrant la sélectivité angulaire de la détection hétérodyne.

On montre que, pour un récepteur circulaire de rayon R, le courant hétérodyne s'annule pour un angle θ_{het} égal à (cf. annexe 3.1) :

$$\theta_{het} = \frac{1{,}22\lambda}{2R} \quad , \tag{3.16}$$

avec λ la longueur d'onde du rayonnement.

Pour un récepteur circulaire de rayon 1 millimètre, θ_{het} est par exemple limité à 520 µrad pour un rayonnement de longueur d'onde de 850 nm. La détection hétérodyne est donc très sélective en angle. Cette sélectivité angulaire permet en fait de réaliser une sélection spatiale analogue à celle de la microscopie confocale (cf. paragraphe 1.3.2.a). Pour comprendre cette comparaison, il suffit de considérer le cas où les faisceaux référence et signal sont focalisés sur le détecteur : on voit bien que le faisceau référence focalisé joue virtuellement le rôle du trou de la microscopie confocale. On parle de microscopie interférentielle cohérente [3.5 She, 3.6 Saw]. Tout comme pour la microscopie confocale, la sélection spatiale sur l'objet est d'autant plus importante que le nombre d'ouverture de l'optique de focalisation est élevé.

Le mode de détection hétérodyne est donc avantageux pour les méthodes de tomographie optique cohérente. Il permet la détection des très faibles signaux lumineux cohérents et il assure de plus une sélection du rayonnement par son front d'onde qui s'ajoute à la sélection du rayonnement qui est déjà réalisée grâce à la faible longueur de cohérence temporelle.

3.2. Montage expérimental.

3.2.1. Choix de la modulation de phase par effet électro-optique.

Différents processus physiques peuvent être à l'origine de la variation temporelle du déphasage entre les faisceaux signal et référence et peuvent permettre ainsi d'achever le mode de détection hétérodyne. Notre choix s'est porté sur la modulation de phase par effet électro-optique. Expliquons ce choix après une description succincte des autres possibilités.

Pour le calcul du rapport signal à bruit, nous avions pris l'exemple d'un déphasage qui s'écrivait sous la forme $\phi(t) = 2\pi f_o t + \phi_o$. Un tel déphasage peut être obtenu en décalant un faisceau d'une fréquence f_o par rapport à l'autre.

Dans des expériences, autres que celles de tomographies optiques cohérentes, des modulateurs acousto-optiques sont souvent employés à cet effet. Quel est leur principe de fonctionnement ? La propagation d'une onde acoustique dans le matériau constituant le modulateur y induit un réseau d'indice mobile. Le faisceau lumineux diffracté sur ce réseau mobile est décalé en fréquence par effet Doppler. Les fréquences de fonctionnement des modulateurs acousto-optiques, disponibles commercialement avec des efficacités de diffraction élevées, sont souvent de l'ordre de grandeur de la centaine de MHz. Le pas des réseaux d'indice induits pour cette gamme de fréquence est alors suffisamment faible pour provoquer une dispersion angulaire non négligeable pour les rayonnements utilisés pour les expériences d'OCT (où les rayonnements sont de grande largeur spectrale) : les différentes longueurs d'onde sont diffractées avec des angles différents. L'emploi des modulateurs acousto-optiques devient donc relativement compliqué dans ces conditions.

Dans la majeure partie des techniques d'OCT, une autre solution est préférée pour provoquer ce déphasage $\phi(t) = 2\pi f_o t + \phi_o$: on crée une variation continue du chemin optique parcouru par le faisceau référence de manière à obtenir une variation linéaire du déphasage. Par exemple le miroir référence représenté sur la figure 3.1 peut être animé d'un mouvement uniforme à la vitesse V_o. Le chemin optique que parcourt le faisceau référence, noté Δ, évolue alors dans le temps suivant la forme :

$$\Delta(t) = \Delta_o \pm 2V_o t \ , \tag{3.17}$$

où Δ_o est le chemin optique parcouru par le faisceau référence à l'instant initial (t=0) et le signe plus ou moins dépend du sens de déplacement du miroir. La phase de l'onde référence évolue donc sous la forme :

$$\phi_R(t) = 2\pi\nu t - 2\pi\frac{\Delta(t)}{\lambda} = \phi_o + 2\pi\nu t\left(1 \mp \frac{2V_o}{c}\right) \ , \tag{3.18}$$

où $\phi_o = -2\pi\Delta_o / \lambda$ représente la phase à l'instant t=0. On peut donc considérer que la réflexion du faisceau référence sur le miroir en mouvement a décalé le rayonnement électromagnétique (effet Doppler) d'une fréquence f_o donnée par :

$$f_o = \mp \frac{2V_o\nu}{c} \quad . \tag{3.19}$$

La bande passante du système de détection doit alors être centrée autour de cette fréquence, dépendante de la vitesse V_o. L'avantage de cette technique est qu'elle permet l'acquisition rapide de l'image, tout en rendant possible un mode de détection hétérodyne. Du fait de la variation du chemin optique parcouru par le faisceau référence, on avait expliqué dans le chapitre 1 consacré à l'état de l'art qu'une coupe du milieu, dans sa profondeur, était ainsi obtenue pour un point de la surface du tissu (cf. paragraphe 1.3.4.a : *OCT*). L'image 2D est ensuite réalisée en déplaçant transversalement le faisceau à la surface du tissu. Nous avons souligné dans le premier chapitre que, si cette stratégie d'acquisition de l'image dans un plan perpendiculaire à la surface permet maintenant l'obtention d'images OCT à cadence vidéo, cette méthode n'est pas aussi bien adaptée pour une évolution vers une technique OCM à cadence vidéo (cf. paragraphe 1.3.4.a : *OCM*). L'utilisation d'objectifs de focalisation de grandes ouvertures numériques rend alors préférable l'acquisition de l'image dans un plan parallèle à la surface. Le déplacement à haute vitesse de l'objectif de focalisation est, en effet, difficile.

Comment réaliser le mode de détection hétérodyne dans ce cas ? Supposons que l'on veuille réaliser cette image à une profondeur z_o. Il faut que les chemins optiques parcourus par les faisceaux référence et signal restent adaptés[3] pour cette profondeur d'observation, et ce durant le temps de l'acquisition de l'image. La différence en chemin optique entre les deux faisceaux ne doit donc pas varier de plus que la longueur de cohérence temporelle. Un système où le déphasage $\phi(t)$ entre les faisceaux signal et référence est modulé autour d'une valeur moyenne est donc particulièrement adapté pour concilier OCM et détection hétérodyne.

Nous avons fait le choix de réaliser le mode de détection hétérodyne avec cette modulation du déphasage. La technique d'OCT réalisée dans le cadre de cette thèse pourra ainsi, grâce à ce choix, être facilement adaptable à une expérience d'OCM qui pourra être réalisée suite à ce travail.

Nous avons aussi choisi de réaliser cette modulation de la phase en utilisant l'effet électro-optique. Une autre solution possible est de moduler la phase du faisceau référence en faisant vibrer le miroir de référence, monté sur une cale piézo-électrique. On peut encore réaliser des modulateurs de phase avec des dispositifs à base de cristaux liquides ou des dispositifs utilisant l'effet élasto-optique, mais la fréquence de fonctionnement de ces systèmes est généralement faible. Le choix de la modulation de phase par effet électro-optique présente l'avantage d'une mise en œuvre simple :

[3] c'est-à-dire qu'il faut que le faisceau référence ait parcouru un chemin optique égal à celui parcouru par le faisceau signal rétrodiffusé à l'abscisse z_o, à la longueur de cohérence prés.

on peut fabriquer facilement un modulateur électro-optique à partir de cristaux disponibles commercialement. D'où un coût relativement faible.

Rappelons brièvement le principe de l'effet électro-optique. Cet effet se traduit par une variation de l'indice du matériau diélectrique sous l'action d'un champ électrique appliqué. Pour un cristal biréfringent, sans champ électrique externe appliqué, l'équation générale de l'ellipsoïde des indices s'écrit, dans le repère des axes diélectriques principaux (Ox,Oy,Oz), sous la forme :

$$\frac{x^2}{n_x^2}+\frac{y^2}{n_y^2}+\frac{z^2}{n_z^2}=1\ . \tag{3.20}$$

Sous l'action d'un champ électrique appliqué, l'ellipsoïde des indices du matériau, s'il présente un effet électro-optique linéaire, est déformée et son équation s'écrit alors sous la forme :

$$\left[\frac{1}{n_x^2}+\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_1\right]x^2+\left[\frac{1}{n_y^2}+\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_2\right]y^2+\left[\frac{1}{n_z^2}+\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_3\right]z^2+ 2\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_4 yz+\ 2\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_5 zx+\ 2\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_6 xy=1 \tag{3.21}$$

avec :

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_i=\sum_{j=1}^{3} r_{ij}E_j \qquad \text{pour } i=1 \text{ à } 6 \tag{3.22}$$

avec r_{ij} les éléments du tenseur des coefficients électro-optiques et E_j les composantes cartésiennes du vecteur champ électrique appliqué $\underline{E_a}$ dans le repère (Ox,Oy,Oz).

Le cristal de niobate de lithium présente un effet électro-optique élevé sous l'action d'un champ électrique $\underline{E_a}$ parallèle à la direction (Oz) ($r_{33} \approx 30$ pm.V^{-1}). Notre choix s'est porté sur ce cristal. Il appartient à la classe cristallographique 3m. L'équation générale de l'ellipsoïde des indices dans le cas particulier de ce champ appliqué suivant la direction (Oz) se réduit pour ce cristal à [3.7 Hua] :

$$x^2\left[\frac{1}{n_o^2}+r_{13}E_a\right]+\ y^2\left[\frac{1}{n_o^2}+r_{23}E_a\right]+z^2\left[\frac{1}{n_e^2}+r_{33}E_a\right]=1 \tag{3.23}$$

où n_o et n_e sont respectivement les indices ordinaires et extraordinaires du cristal ($n_e < n_o$, cristal uniaxe négatif) et E_a est la norme du champ électrique appliqué. On constate d'après l'équation (3.23) que, dans ce cas particulier où le champ est appliqué suivant (Oz), le système des axes principaux est resté inchangé. Si l'onde optique traversant le cristal est polarisée linéairement suivant l'axe (Oz) du cristal, sa polarisation est maintenue mais l'indice de réfraction vu par cette onde va varier en fonction de la valeur de l'amplitude E_a du champ électrique appliqué. Cet indice de réfraction s'écrit :

$$n'_e = n_e - \frac{1}{2} n_e^3 r_{33} E_a \ . \tag{3.24}$$

Si l'on applique une tension sinusoïdale d'amplitude V_o et de fréquence f_o aux bornes du cristal de largeur d, l'amplitude du champ électrique E_a s'écrit sous la forme :

$$E_a(t) = \frac{V_o}{d} \sin(2\pi f_o t). \tag{3.25}$$

La variation temporelle de l'indice de réfraction vu par l'onde optique s'écrit donc :

$$\Delta n(t) = -\frac{n_e^3 \, r_{33} \, V_o}{2 \, d} \sin(2\pi f_o t) \ . \tag{3.26}$$

Du fait de la variation de cet indice, le déphasage entre les faisceaux référence et signal est modulé sinusoïdalement dans le temps. En effet, comme :

$$\phi(t) = \phi_o + \frac{2\pi\nu}{c} \Delta n(t) \ell \tag{3.27}$$

avec ℓ la longueur du cristal, c la vitesse de la lumière dans le vide, ν la fréquence de l'onde et ϕ_o le déphasage sans champ électrique appliqué, alors on a donc :

$$\phi(t) = \phi_o + m \sin(2\pi f_o t) \ , \tag{3.28}$$

avec m l'amplitude de modulation égale à :

$$m = \frac{\pi \nu n_e^3 \ell r_{33} V_o}{d \, c} \ . \tag{3.29}$$

Le modulateur réalisé possède une longueur de 25 mm et une section latérale carrée de 7 mm par 7 mm. Des couches d'or ont été déposées sur deux des grandes faces en regard du cristal. Des électrodes y sont en contact. La tension d'alimentation de ce modulateur est fournie par un générateur de tension basse fréquence suivi d'un amplificateur de tension. Pour des fréquences de modulation inférieures à 100 kHz, les tensions d'alimentation peuvent atteindre, avec notre système, des amplitudes de ≈150 V. Dans la configuration expérimentale que nous avons choisie et que nous présenterons dans le prochain paragraphe, le modulateur de phase est traversé deux fois par le faisceau signal (aller et retour). La longueur apparente du cristal est donc de 50 mm et le calcul de l'amplitude de modulation m effectué avec la relation (3.29) donne alors une valeur égale à ≈1,2.

Nous expliquerons la méthode de mesure de la puissance du rayonnement signal cohérent dans le cas de cette modulation de la phase juste après avoir décrit le montage expérimental.

3.2.2. Description générale de l'interféromètre.

Un interféromètre de Michelson constitue la base à partir de laquelle est développé le montage expérimental optique (cf. fig. 3.3). Une des entrées de l'interféromètre est éclairée par le rayonnement provenant d'une diode superluminescente[4]. Une lame séparatrice non polarisante 50/50 réfléchit la moitié du rayonnement vers le bras référence de l'interféromètre. Un miroir monté sur une platine de translation permet de faire varier la longueur de ce bras. Sur l'autre bras de l'interféromètre, la voie signal, le faisceau traverse une première fois le modulateur de phase constitué du cristal de niobate de lithium ($LiNbO_3$). Le faisceau signal est ensuite focalisé par une optique adaptée sur l'échantillon que l'on souhaite observer. Le signal rétrodiffusé ou rétroréfléchi sur l'échantillon repasse par l'optique de focalisation et le modulateur de phase avant d'être mélangé avec le faisceau référence au niveau de la lame séparatrice. À la sortie de l'interféromètre, les deux faisceaux parallèles sont dirigés sur un détecteur. Un deuxième cristal de niobate de lithium, identique à celui constituant le modulateur de phase mais inactif, est placé sur la voie référence afin d'obtenir une dispersion identique sur les deux voies.

[4] La technologie utilisée pour réaliser une diode superluminescente est proche de celle utilisée pour fabriquer une diode laser à la différence notable près que, pour une diode superluminescente, on élimine la rétroaction optique (à l'aide de traitements antireflets). Le rayonnement lumineux provient donc d'une *émission spontanée amplifiée* sur la longueur du milieu à gain. Le rayonnement issu de la diode superluminescente présente donc une cohérence spatiale élevée comme pour une diode laser, mais la cohérence temporelle est, elle, faible.

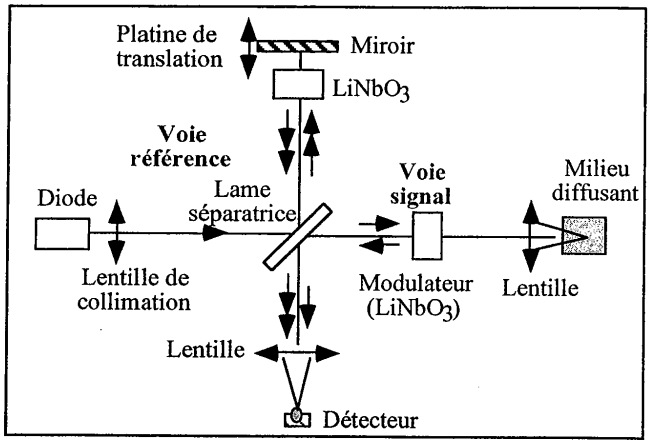


Figure 3.3 : Schéma du montage expérimental de l'expérience de tomographie optique cohérente.

La diode superluminescente utilisée (modèle C86142E de la marque EG&G) est fabriquée à partir du semi-conducteur InGaAs (structure à puits quantiques). La longueur d'onde centrale d'émission a été mesurée égale à 845 nm pour une largeur à mi-hauteur du spectre gaussien de $19(\pm 1)$nm (cf. fig. 3.4). D'après la formule (7) de l'annexe 1.2, la longueur de cohérence temporelle de cette source est donc de 33 µm. L'alimentation du courant d'injection de la diode est réalisée avec le modèle SDL-800M de la société Spectra Diode Lab.

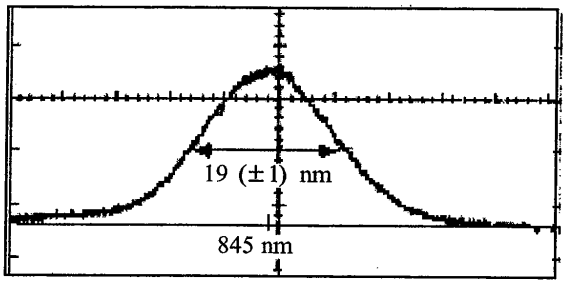


Figure 3.4 : Spectre d'émission du rayonnement émis par la diode superluminescente pour un courant d'injection de 70 mA.

La collimation de son rayonnement lumineux, polarisé linéairement verticalement, est réalisée par l'intermédiaire d'une lentille asphérique de focale 8 mm et d'ouverture numérique 0,5, traitée antireflet à 850 nm. La courbe portée sur la figure 3.5 représente la puissance mesurée après collimation pour différentes valeurs de l'intensité du courant d'injection. Pour des courants d'injection d'intensité supérieures à 70 mA, le spectre d'émission de la diode commence à se

déformer avec l'apparition d'une bosse de plus en plus marquée vers le milieu du spectre. Nous avons donc limité l'intensité du courant d'injection à cette valeur. La puissance disponible est alors d'environ 1,2 mW.

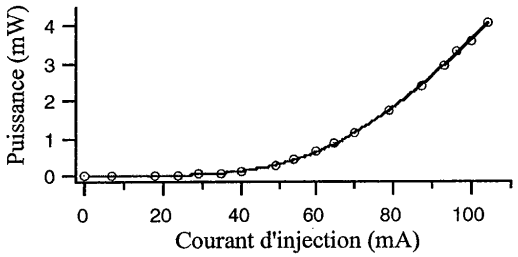


Figure 3.5: Puissance délivrée par la diode superluminescente après collimation en fonction de la valeur du courant d'injection.

Sur la figure 3.6 sont portés l'image du faisceau en champ lointain ainsi que les tracés des profils correspondants pour les axes vertical et horizontal. Le rayon du faisceau est égal à ≈700 µm sur l'axe horizontal contre ≈1300 µm sur l'axe vertical (le rayon du faisceau est défini comme la distance au centre pour laquelle l'éclairement est égal à $(1/e)^2$ de l'éclairement maximal).

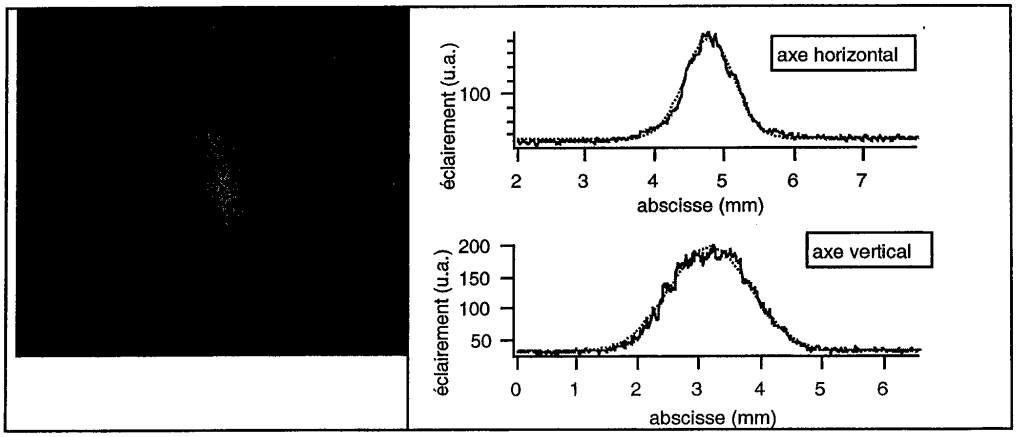


Figure 3.6 : Allure du faisceau en champ lointain après collimation et profils correspondants sur les axes vertical et horizontal.

Examinons maintenant comment on va pouvoir obtenir une mesure relative de la puissance du signal réfléchi sur un objet quelconque, un miroir par exemple. On suppose que les chemins optiques parcourus par les deux faisceaux sont égaux (les rayonnements sont alors cohérents).

3.2.3. Mesure relative de la puissance signal.

Si l'on se trouvait dans le cas du décalage en fréquence, la mesure de cette puissance serait immédiate. L'amplitude de l'intensité du courant hétérodyne à la fréquence f_o étant proportionnelle au champ signal :

$$i_{het}(t) = 2k E_{Ro} E_{So} \cos\left[2\pi f_o t + \phi_o\right] , \tag{3.30}$$

le carré de cette amplitude est tout simplement proportionnel à la puissance du faisceau signal.

Dans le cas de la modulation de phase, cette mesure va être un peu plus compliquée. L'intensité du photocourant s'écrit en effet, cette fois, sous la forme (modulation sinusoïdale) :

$$i(t) = k\left(E_{So}^2 + E_{Ro}^2 + 2E_{So}E_{Ro}\cos\left[\phi_0 + m\ \sin(2\pi f_0 t)\right]\right) , \tag{3.31}$$

où ϕ_0 représente le déphasage entre les ondes signal et référence pour une amplitude de modulation m nulle. Après avoir développé le terme en cosinus, on peut utiliser les formules de décomposition des cosinus et des sinus en série de fonctions de Bessel de première espèce [3.8 Gra] :

$$\begin{aligned} \cos(m\sin 2\pi f_0 t) &= J_0(m) + 2\sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(m)\cos\left[2n\ 2\pi f_0 t\right] \\ \text{et}\quad \sin(m\sin 2\pi f_0 t) &= 2\sum_{n=0}^{\infty} J_{2n+1}(m)\sin\left[(2n+1)\,2\pi f_0 t\right] , \end{aligned} \tag{3.32}$$

pour réécrire l'intensité du photocourant sous la forme :

$$\begin{aligned} i(t) = k(E_{So}^2 + E_{Ro}^2 + 2E_{So}E_{Ro}J_0(m)\cos\phi_o \\ - 4E_{So}E_{Ro}\sin\phi_o \sum_{n=0}^{\infty} J_{2n+1}(m)\sin[(2n+1)2\pi\ f_0 t] \\ + 4E_{So}E_{Ro}\cos\phi_o \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(m)\cos[(2n)2\pi\ f_0 t] \end{aligned} \quad (3.33)$$

La partie variable de l'intensité du courant électrique est donc la somme de différentes variations sinusoïdales à la fréquence de modulation et à ses différents harmoniques :

$$\begin{aligned} i_{het}(t) = -\ 4k\ E_{So}\,E_{Ro}\sin\phi_o \sum_{n=0}^{\infty} J_{2n+1}(m)\sin[(2n+1)2\pi\ f_0 t] \\ + 4k\ E_{So}\,E_{Ro}\cos\phi_o \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(m)\cos[(2n)2\pi\ f_0 t] \end{aligned} \quad (3.34)$$

Dans ce cas de la modulation de phase, les amplitudes des différentes composantes fréquentielles du courant hétérodyne dépendent donc de ϕ_o, le déphasage entre les ondes signal et référence en l'absence de modulation. Quelles stratégies de mesure peut-on adopter pour mesurer la puissance du faisceau signal indépendamment de la valeur de ce déphasage ?

Une méthode de mesure possible est de réaliser deux mesures successives à la fréquence f_o. À cette fréquence, l'intensité du courant hétérodyne est donnée par :

$$i_{het,f_0}(t) = I_{f_0}\sin(2\pi\ f_0 t)\ , \quad (3.35)$$

avec :

$$I_{f_0} = -4k\ J_1(m)E_{So}E_{Ro}\sin\phi_o\ . \quad (3.36)$$

On peut commence par mesurer l'amplitude $I_{fo}(\phi_o)$ pour un déphasage ϕ_o donné. Puis on fait varier ce déphasage de $\pi/2$ par un dispositif adéquat avant d'effectuer une nouvelle mesure égale à $I_{fo}(\phi_o+\pi/2)$. Soit I_1^2 la somme des carrés de ces deux mesures successives, cette somme sera proportionnelle à P_s, la puissance du faisceau signal, indépendamment de ϕ_o, puisque :

$$I_1^2 = 16k^2 J_1^2(m)E_{So}^2 E_{Ro}^2(\sin^2\phi_o + \cos^2\phi_o) = 16k^2 J_1^2(m)E_{So}^2 E_{Ro}^2 \propto E_{So}^2 \propto P_s\ . \quad (3.37)$$

Ce déphasage de $\pi/2$ entre les deux mesures peut être réalisé par exemple grâce au déplacement d'un miroir monté sur une cale piézo-électrique ou en utilisant un modulateur électro-optique [3.5 She].

Une autre méthode consiste à effectuer une mesure non seulement à la fréquence f_o mais aussi à la fréquence 2 f_o pour une valeur inchangée du déphasage ϕ_o [3.9 Gle]. Alors que I_{fo} est proportionnelle au sinus du déphasage, l'amplitude I_{2fo} de la variation de l'intensité du courant à la fréquence 2 f_o est, elle, proportionnelle au cosinus de ce déphasage (cf. (3.34)) soit :

$$i_{het,2f_0}(t) = I_{2f_0}\cos[2\pi\ 2f_0 t] \tag{3.38}$$

avec :

$$I_{2f_0} = 4\,k\,J_2(m)E_{So}E_{Ro}\cos\phi_o\ . \tag{3.39}$$

Il suffit donc de combiner linéairement les carrés des amplitudes des variations de l'intensité du courant hétérodyne aux fréquences f_o et 2 f_o de manière à obtenir une mesure de la puissance indépendante du déphasage ϕ_o. Soit I_2^2 cette combinaison linéaire donnée par :

$$I_2^2 = {I_{f_0}}^2 + \left(\frac{J_1(m)}{J_2(m)}\right)^2 {I_{2f_0}}^2\ . \tag{3.40}$$

On a donc :

$$I_2^2 = 16k^2E_{Ro}^2E_{So}^2{J_1}^2(m)(\sin^2\phi_o + \cos^2\phi_o) \propto P_s\ . \tag{3.41}$$

On peut aussi accéder à la valeur du déphasage en appliquant la relation :

$$\phi_o = \mathrm{Arc\,tan}\left(\frac{-J_2(m)I_{f_0}}{J_1(m)I_{2f_0}}\right)(\pi)\ . \tag{3.42}$$

La mesure relative de la puissance de l'onde signal est donc plus compliquée dans le cas de la modulation de phase puisqu'elle nécessite une mesure double. Elle permet par contre de remonter aussi à la valeur du déphasage ϕ_o entre les deux ondes. Avant d'expliquer quelle méthode nous avons préférée, décrivons le système de détection utilisé.

3.2.3.a. Système de détection.

Le détecteur est constitué d'une photodiode au silicium suivie d'un montage convertisseur courant-tension classique. Une résistance R de 132 kΩ en parallèle avec une capacité de 4,7 pF assure la contre-réaction de l'amplificateur opérationnel. La fréquence de coupure f_c du filtre passe-bas ainsi constitué est de ≈260 kHz.

La mesure expérimentale de l'amplitude de battement à la fréquence fondamentale f_o ou à ses différents harmoniques est réalisée par démodulation synchrone à l'aide d'une détection synchrone numérique de la marque EG&G (modèle DSP 7260). Le signal de référence pour la démodulation synchrone est fourni par le générateur basse fréquence alimentant le modulateur de phase.

Si l'on considère, par exemple, la tension hétérodyne délivrée par le détecteur à la fréquence f_o, elle est égale à :

$$V_{het,f_0}(t) = R\ i_{het\,f_0}(t)\ , \tag{3.43}$$

soit (cf. (3.34)) :

$$V_{het,f_0}(t) = -R\,4\,k\,J_1(m)E_{Ro}E_{So}\sin\phi_o\sin[2\pi\ f_0 t]\ , \tag{3.44}$$

avec, toujours, m qui est l'amplitude de modulation dépendante de la valeur de la tension appliquée aux bornes du modulateur électro-optique (cf. (3.29)). D'après les équations (3.5) et (3.6), cette relation peut être réécrite sous la forme :

$$V_{het,f_0}(t) = -\sin\phi_o\,4\,G_{TP}\,J_1(m)\sqrt{P_S}\sqrt{P_R}\sin[2\pi\ f_0 t]\ , \tag{3.45}$$

avec G_{TP} le gain tension-puissance donné par :

$$G_{TP} = R\frac{\eta e}{hc}\lambda\ , \tag{3.46}$$

et P_R et P_S respectivement les puissances des faisceaux signal et référence.

La valeur théorique de ce gain tension-puissance pour notre longueur d'onde centrale de 845 nm et un rendement quantique de la photodiode de 0,85 est de l'ordre de 0,076 $V.\mu W^{-1}$. Cette valeur est bien vérifiée expérimentalement.

Pour tester le bon fonctionnement du système dans son ensemble (réglage de l'interféromètre, équilibrage de la dispersion sur les deux voies ...), la mesure expérimentale de l'amplitude de la tension efficace de battement a été effectuée à la fréquence f_o et comparée à l'amplitude théorique calculée à partir de la relation suivante (cf. (3.45)) :

$$V_{bat\,eff}(f_o,\phi_o) = \sin\phi_o\, 4\, G_{TP}\, J_1(m)\sqrt{P_S}\sqrt{P_R}/\sqrt{2} \quad . \tag{3.47}$$

Pour pouvoir réaliser une mesure indépendante de ϕ_o, le support du miroir de référence a été remplacé par une cale piézo-électrique. En appliquant une tension continue à ces bornes, on provoque un accroissement de sa longueur. On change ainsi la valeur du déphasage entre les deux ondes. Lorsque ce déphasage est égal à $\phi_o = \pm\pi/2$, la valeur absolue de la tension efficace de battement doit être égale à :

$$V_{bat\,eff\,max}(f_o) = 4\, G_{TP}\, J_1(m)\sqrt{P_S}\sqrt{P_R}/\sqrt{2} \quad . \tag{3.48}$$

Pour une valeur de la puissance P_S du faisceau signal égale à 10 nW (filtre neutre de densité optique de 2,05 sur le bras signal à compter en double du fait de l'aller et retour), on mesure, pour une tension d'alimentation du modulateur électro-optique d'amplitude égale à 144 V et une puissance P_R du faisceau référence de 150 µW, une tension efficace de battement de 115 mV. Cette valeur est proche de la valeur théorique de la tension efficace évaluée à partir des relations (3.48), (3.46) et (3.29) et égale à 140 mV.

3.2.3.b. Mesures simultanées à f_o et 2 f_o.

Pour réaliser la mesure de la puissance du faisceau signal, nous avons choisi la méthode de mesure à f_o et 2 f_o. En effet, pour la méthode de mesure à une fréquence unique (f_o), le choix d'un changement de $\pi/2$ du déphasage entre les ondes référence et signal, grâce à une cale piézo-électrique montée sur le miroir de référence, s'avère une solution trop lente. La variation du déphasage pourrait aussi être réalisée en utilisant le deuxième cristal électro-optique placé sur la voie référence auquel on appliquerait des tensions créneaux 0-$V_{\lambda/4}$ (soit des tensions qui créent un déphasage 0-π/2) ; mais nous avons préféré utiliser le système de mesures simultanées à f_o et 2 f_o, mesures permises par la détection synchrone numérique. Cette stratégie a l'avantage de la rapidité et de la simplicité. Nous allons voir qu'elle permet aussi des mesures relatives précises.

Rappelons que pour obtenir une mesure proportionnelle à la puissance du faisceau signal indépendamment du déphasage entre les deux faisceaux, on utilise la combinaison linéaire (cf. (3.40)) :

$$P_s \propto {V_{f_0}}^2 + \mathrm{coef}(m)\ {V_{2f_0}}^2 \ , \tag{3.49}$$

avec :

$$\text{coef(m)} = \left(\frac{J_1(m)}{J_2(m)} \right)^2 . \tag{3.50}$$

Notons que seule une mesure relative de la puissance du signal est nécessaire pour réaliser l'image OCT: l'information sur l'image est liée à la variation de la puissance du signal détecté pour les différents pixels de l'image. Les niveaux de gris des différents pixels vont donc être simplement déterminés par la relation (3.49). La seule contrainte pour effectuer une mesure précise de cette puissance relative, indépendamment du déphasage ϕ_o, et ainsi pouvoir produire une image de bonne qualité est de déterminer avec précision la valeur expérimentale du coefficient de normalisation (coef(m)) à injecter dans la relation (3.49).

Pour effectuer la mesure de ce coefficient pour différentes tensions de modulation aux bornes du modulateur, la mesure des amplitudes maximales de battement aux fréquences f_o et 2 f_o a été effectuée. Pour chaque mesure, le déphasage optique ϕ_o a été optimisé grâce à la cale piézo-électrique, de manière à obtenir l'amplitude maximale de battement (soit $\phi_o = \pi / 2$ (π) pour f_o et $\phi_o = 0$ (π) pour 2 f_o). Les points expérimentaux obtenus avec le rapport de l'amplitude maximale de battement pour f_o à l'amplitude maximale de battement pour 2 f_o sont portés sur la figure 3.7. Le coefficient coef(m) expérimental est proportionnel au carré de ces rapports. La courbe théorique (trait plein) est bon accord avec ces points expérimentaux. Cette courbe théorique est obtenue en calculant le rapport de J_1 à J_2 pour les différentes valeurs de la tension d'alimentation.

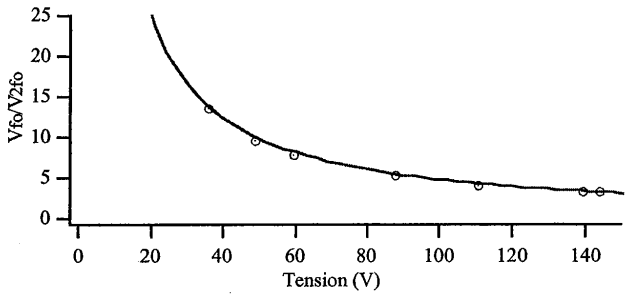


Figure 3.7 : Points expérimentaux (cercles) donnant le rapport entre la tension maximale mesurée à f_o et la tension maximale mesurée à 2 f_o en fonction de la tension appliquée aux bornes du cristal. Le coefficient coef(m) à injecter dans l'équation (3.49) pour ces différentes tensions est proportionnel au carré de ces valeurs expérimentales. La courbe théorique (trait plein), qui montre le rapport de $J_1(m)$ à $J_2(m)$, est calculée avec les données suivantes : n_e=2,17, r_{33}=30 pm.V^{-1}, ℓ = 50 mm (en prenant en compte l'aller et le retour du faisceau signal dans le modulateur de phase de longueur 25 mm) et d = 7 mm.

Quelle valeur de m, c'est-à-dire quelle valeur de la tension d'alimentation doit-on choisir pour effectuer les mesures dans les meilleures conditions ?

Plaçons nous dans le cas idéal où les mesures sont limitées par le bruit de photons du faisceau référence. La variance sur la mesure calculée à partir de la relation (3.49) est égale à la somme des variances pour chacune des deux mesures à f_o et 2 f_o en tenant compte du facteur de normalisation soit :

$$\sigma_{ib}{}^2 + \left(\frac{J_1(m)}{J_2(m)}\right)^2 \sigma_{ib}{}^2 = \sigma_{ib}{}^2 \left(1 + \left(\frac{J_1(m)}{J_2(m)}\right)^2\right) . \tag{3.51}$$

La valeur calculée à partir de la relation (3.49) est proportionnelle à P_s, la puissance du faisceau signal cohérent, et est indépendante du déphasage ϕ_o (c'est ce que l'on veut), mais elle est aussi proportionnelle à $J_1(m)^2$ (cf. (3.40) et (3.41)). Pour obtenir une valeur calculée de la puissance relative du signal cohérent avec un "rapport signal à bruit" optimal, il faut donc maximiser la quantité :

$$\frac{J_1(m)^2}{1 + \left(\frac{J_1(m)}{J_2(m)}\right)^2} , \tag{3.52}$$

soit maximiser :

$$\frac{J_1(m)^2 J_2(m)^2}{J_2(m)^2 + J_1(m)^2} . \tag{3.53}$$

Cette optimisation est obtenue pour une valeur de m égale à 2,45. On choisit donc de fixer notre tension de modulation à sa valeur maximale, soit V=144 V, pour laquelle on a m=1,2.

Pour cette valeur V=144 V, la valeur expérimentale du coefficient de normalisation est mesurée égale à 11,69 (valeur légèrement éloignée de la valeur théorique calculée égale à 10,43 à partir des relations (3.50) et (3.29)). On va montrer que l'on peut réaliser des mesures relatives précises de la puissance en utilisant ce coefficient de normalisation.

Sur la figure 3.8 sont portées les tensions efficaces de battement à V_{2fo} et V_{fo} mesurées simultanément pour différentes valeurs de la tension d'alimentation de la céramique piézo-électrique. Le déphasage entre les deux faisceaux varie donc en conséquence. La courbe en tirets sur la figure (3.8) est obtenue en prenant la racine carré de la combinaison linéaire de ces deux courbes effectuée suivant l'équation (3.49) avec une valeur de coef(m) égale à 11,69. On constate

sur la figure (3.8), que la courbe ainsi obtenue est bien quasiment constante comme attendu et ce quel que soit le déphasage entre les deux faisceaux. Afin de visualiser plus clairement les fluctuations qui affectent tout de même cette mesure, on a représenté sur la figure 3.9, l'écart à la moyenne pour chaque valeur de la puissance calculée, en pourcentage de la valeur moyenne, pour les différentes tensions. L'écart-type sur l'ensemble des mesures est limité à seulement 0,2 %.

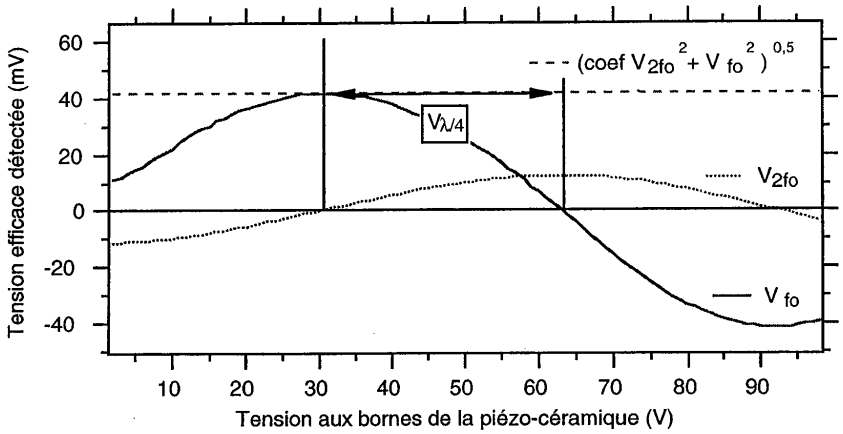


Figure 3.8 : Courbes expérimentales représentant les valeurs des tensions efficaces de battement aux fréquences fo (trait plein) et 2 fo (pointillés) en fonction de la tension continue aux bornes de la piézo-céramique. La droite en tirets est obtenue en prenant la racine carré de la combinaison linéaire de ces deux courbes effectuée suivant l'équation (3.49) avec coef=11,69.

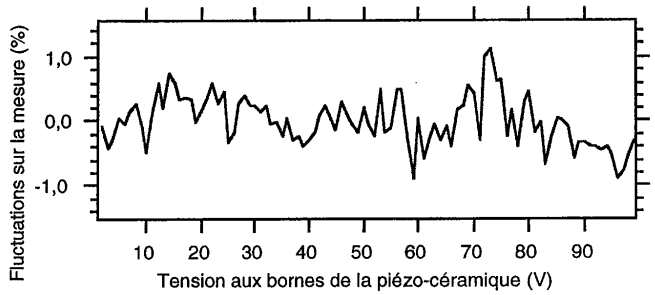


Figure 3.9 :Variation relative de la mesure de la puissance du signal cohérent réfléchi sur le miroir pour différents déphasages entre les deux faisceaux.

En appliquant la relation (3.42), on peut aussi calculer le déphasage (modulo π) entre les deux faisceaux (cf. fig. 3.10).

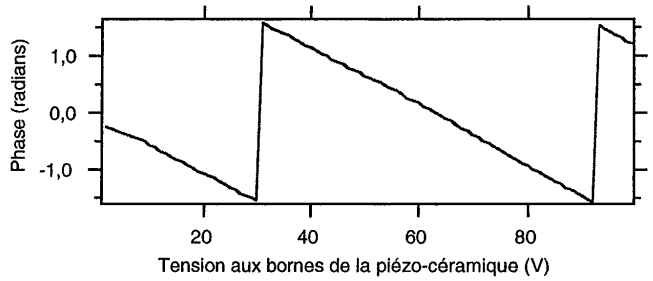


Figure 3.10 : Évolution du déphasage entre les ondes signal et référence en fonction de la tension aux bornes de la piézo-céramique .

Le choix du système de mesures à f_0 et à 2 f_0 permet donc de remonter à une mesure précise de la puissance relative du signal cohérent. Nous allons maintenant décrire le système d'acquisition de l'image et la dynamique de mesure de l'expérience.

3.2.4. Automatisation.

Le programme gérant le système d'acquisition d'images a été réalisé à partir du logiciel LabVIEW. Il contrôle la mesure de la puissance relative du faisceau signal cohérent et le déplacement de l'objet. Ce déplacement est effectué à l'aide de deux platines de translation associées à des moteurs pas à pas. L'objet est d'abord déplacé suivant la direction horizontale (Ox), perpendiculaire au faisceau lumineux incident, puis suivant la direction (Oz), parallèle au faisceau incident. Les deux moteurs pas à pas (UTM50PE1 pour l'axe (Oz) et VM-25.4-PP pour l'axe (Ox)) sont actionnés par l'intermédiaire du contrôleur multi-axes MM4005 de la marque Micro-Contrôle Newport. Ces moteurs limitent respectivement les vitesses maximales de déplacement des platines aux valeurs de 0,2 $mm.s^{-1}$ et de 2 $mm.s^{-1}$ pour les axes (Oz) et (Ox).

Pour chaque position de l'objet, les tensions de battement aux fréquences f_0 et 2 f_0 sont mesurées simultanément par l'intermédiaire de la détection synchrone numérique. Cette mesure simultanée (mode 2F) est possible avec ce modèle jusqu'à la fréquence maximale de 10 kHz [5]. La fréquence de la tension appliquée sur le cristal électro-optique a donc été fixée à cette valeur limite de 10 kHz. L'échange numérique des données (standard GPIB-IEEE) entre l'ordinateur de contrôle et le processeur DSP est réalisé grâce à un microprocesseur interne à la détection synchrone. Le processeur DSP (DSP pour "Digital Signal Processing" : traitement numérique du signal) est le cœur de la détection synchrone numérique. Il traite les données fournies par le

[5] Notons que cette fréquence limite est de 800 kHz sur un modèle plus récent.

convertisseur analogique-numérique. C'est le microprocesseur liant le DSP et l'ordinateur de contrôle qui limite le temps d'échange des données à la valeur minimale de 20 ms par point. La plus petite constante de temps accessible est, en effet, de 5 ms quand ce microprocesseur est utilisé pour l'échange des données. Pour accéder aux constantes de temps plus faibles (10 $\mu s < \Delta t < 5$ ms), censées être disponibles avec cet appareil et obtenir ainsi un temps de mesure par point plus court, il faudrait utiliser les sorties analogiques de la détection synchrone et assurer la conversion analogique-numérique à l'aide d'une carte adaptée.

La limitation de la cadence d'acquisition pour des déplacements supérieurs à 40 µm suivant l'axe (Ox) est liée à la vitesse limite de notre platine de translation dans cette direction : le temps nécessaire pour effectuer un déplacement supérieur à 40 µm étant supérieur à 20 ms ($v=2$ mm.s^{-1}). Pour des déplacements inférieurs à 40 µm, la limitation de la cadence d'acquisition est par contre liée à la détection synchrone numérique. Nous discuterons dans la conclusion des choix semblant les plus judicieux pour augmenter cette cadence d'acquisition qui est actuellement beaucoup trop limitée (>20 ms par point) pour réaliser un prototype réellement adapté à l'imagerie de tissus biologiques.

3.2.5. Bruit de mesure.

Afin de satisfaire aux conditions optimales en terme de rapport signal à bruit, nous avons vu que le bruit de mesure dominant doit être le bruit de photons du faisceau référence.

On s'affranchit très facilement des différents bruits liés au système de détection : les choix de la puissance du faisceau référence, du gain courant-tension du détecteur et de la fréquence de modulation permettent de rendre ces bruits négligeables.Les fluctuations du courant photoélectrique sont donc directement reliées à l'illumination du faisceau référence[6].

---

[6] Un bruit au départ non attendu et lié au choix de la modulation de phase par effet électro-optique a dû néanmoins être rendu négligeable. Pour le déceler, on effectue l'expérience suivante. On s'arrange pour que les faisceaux référence et signal atteignent le détecteur avec des puissances égales. Alors que le faisceau signal est bloqué, on mesure la variance du photocourant créé par le faisceau référence autour de la fréquence f_0. On effectue ensuite l'expérience inverse, en mesurant la variance du photocourant, avec cette fois le faisceau référence bloqué. La variance du photocourant s'accroît alors très notablement, alors qu'il devrait être du même ordre de grandeur. Pour ces deux mesures successives, le modulateur de phase, placé sur la voie signal, est en fonctionnement . Si l'on insère une lame demi-onde devant ce modulateur de phase, cet effet s'accentue encore. Il doit donc s'agir d'un effet, résiduel et non désiré, de modulation d'intensité. La polarisation de l'onde lumineuse n'est pas forcément parfaitement linéaire et parallèle à l'axe Oz du cristal de niobate de lithium. Un défaut peut exister, aussi minime soit-il. Les éléments optiques traversés par les faisceaux optiques peuvent présenter une très légère biréfringence. Comme on utilise le cristal de la voie signal comme modulateur de phase, ce bruit va être négligeable. En effet, la puissance du rayonnement total qui revient du tissu biologique est suffisamment faible pour que ce bruit soit négligeable devant le bruit lié à l'illumination du faisceau référence. Ce bruit ne serait gênant que si l'on travaillait sur des objets présentant des coefficients de réflexion élevés (ce qui n'est pas le cas des tissus biologiques), ou si l'on utilisait le crital de la voie référence comme modulateur de phase.

Est-on pour autant limité par le bruit de photons du faisceau référence ? Si c'est le cas, la variance du photocourant électrique doit suivre la loi suivante (cf. paragraphe 3.1.2) :

$$\sigma_{ib}^2 = 2\,\bar{i}\,e\,\Delta f \quad . \tag{3.54}$$

Les mesures qui nous sont accessibles sont les mesures de la tension efficace à la fréquence de modulation ou à ses harmoniques par le biais de la détection synchrone numérique. Ces mesures peuvent être effectuées pour différentes valeurs de la bande passante de mesure. La variance sur ces mesures, notée σ_{Veff}^2, doit être égale à :

$$\sigma_{Veff}^2 = \frac{\sigma_V^2}{2} = \frac{R^2}{2}\sigma_{ib}^2 = R^2\,e\,\bar{i}\,\Delta f \quad , \tag{3.55}$$

avec ici σ_V^2 la variance sur la mesure de la tension. Comme P_R, la puissance du faisceau référence, est supérieure à P_S, la puissance du faisceau signal, on peut réécrire cette relation sous la forme (cf. (3.4) et (3.46)) :

$$\sigma_{Veff}^2 = R\,G_{TP}\,e\,P_R\,\Delta f \quad . \tag{3.56}$$

La variance sur la mesure de la tension efficace doit donc avoir une variation linéaire en fonction de la bande passante de mesure et la pente doit théoriquement être de l'ordre de 0,25 $\mu V^2\,Hz^{-1}$ pour nos paramètres expérimentaux suivants : P_R=155 μW, G_{PT}=0,076 V μW^{-1}, R=132 kΩ.

L'évaluation expérimentale de la variance à la fréquence de modulation (10 kHz) et au premier harmonique de la fréquence de modulation a été effectuée pour différentes constantes de temps et à chaque fois sur des ensembles de 400 mesures expérimentales de la tension efficace. Dans le cas, où l'on sélectionne pour la détection synchrone le filtre du premier ordre (pente de 6 dB/octave, soit 20 dB/décade), la bande passante de mesure (Δf) est reliée à la constante de temps Δt par la relation suivante :

$$\Delta f = \frac{1}{2\Delta t} \quad . \tag{3.57}$$

Expérimentalement, on trouve que les pentes des droites liant la variance de la tension efficace à la bande passante de mesure sont supérieures à celle prédite par la théorie (cf. fig. 3.11) que ce soit à la fréquences f_o ou à la fréquence 2 f_o. On obtient en effet respectivement 6,7 $\mu V^2\,Hz^{-1}$ et 18,6 $\mu V^2\,Hz^{-1}$, valeurs très supérieures à valeur estimée théoriquement :

$0,25\ \mu V^2 Hz^{-1}$. Les fluctuations du courant photoélectrique sont donc supérieures à des fluctuations qui suivraient une statistique poissonnienne. L'excès au bruit de photons est de l'ordre de +14 dB à la fréquence f_0 et de l'ordre de +19 dB à la fréquence 2 f_0.

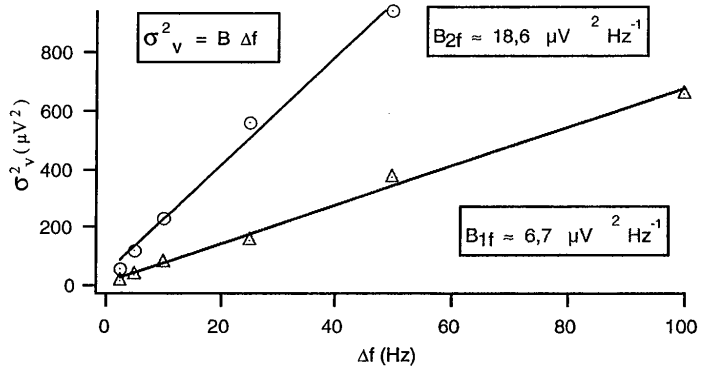


Figure 3.11 : Variance de la tension efficace mesurée à l'aide de la détection synchrone pour une puissance du faisceau référence de 155 μW et pour des mesures effectuées aux fréquences f_0 et 2 f_0.

Cet excès au bruit de photons peut avoir de nombreuses origines. Cet excès peut être déjà en partie lié à une stabilisation insuffisante du courant d'injection de la diode. En effet, pour atteindre cette valeur déjà pourtant élevée d'un excès au bruit de photons de +14 dB à la fréquence f_0, il a fallu utiliser le dispositif électronique de sécurité de l'alimentation de la diode. Autrement cet excès de bruit est supérieur à +30 dB. Ce dispositif de sécurité est prévu initialement pour protéger les diodes d'un courant excessif : l'opérateur fixe une valeur du courant à ne pas dépasser pour ne pas endommager la diode. Dans la pratique, ce dispositif électronique permet aussi d'obtenir un courant d'injection plus stable lorsque l'intensité du courant d'injection est réglée proche de la valeur limite fixée par l'expérimentateur. La stabilisation du courant d'injection permet donc une réduction du bruit en excès au bruit de photons. Une réduction plus efficace encore de cet excès au bruit de photons serait peut-être possible avec une source de courant encore plus stabilisée. Mais comme d'autres bruits pourraient aussi être à l'origine de notre excès de bruit au bruit de photons (bruit lié à l'amplification de l'émission spontanée dans la diode [Yur 3.11],...) et pourraient alors encore subsister, une solution plus efficace serait d'utiliser un système de double détection, comme celui décrit dans le paragraphe 3.1.2. Pour ce qui nous concerne, le rapport signal à bruit a été jugé suffisant pour nos expériences, vue la faible cadence d'acquisition de nos images. Cette amélioration n'a donc pas été pour l'instant apportée. Avec une constante de temps de 10 ms, on a

en effet une dynamique de mesure supérieure à 100 dB pour la mesure à 2 f_o et supérieure à 115 dB pour la mesure à f_o [7]. Ces dynamiques sont amplement suffisantes pour l'imagerie de tissus biologiques.

3.3. Résultats expérimentaux.

Dans le cadre de cette thèse, nous nous sommes limités au cas de la faible focalisation, c'est-à-dire à la réalisation d'une expérience d'OCT. Nous allons présenter dans les prochains paragraphes l'application de cette méthode à la réalisation d'images dans quelques tissus biologiques après avoir estimé les performances de l'expérience d'OCT en imageant un objet test.

3.3.1. Image d'un objet test (mire de pas égal à 100 µm).

3.3.1.a. Image de la mire dans l'air : résolutions longitudinale et transversale.

Dans l'air, la résolution longitudinale d'une expérience d'OCT est égale à la moitié de la longueur de cohérence de la source. Pour une source de spectre gaussien, cette résolution longitudinale est donnée par la relation suivante (cf. paragraphe 1.3.4.a) :

$$\Delta z = \frac{2\ \ln 2\ \lambda_o^{\,2}}{\pi\ \ \Delta\lambda}\ . \qquad (3.58)$$

Dans un milieu d'indice n, cette résolution longitudinale est divisée par n. Pour notre source lumineuse de largeur de spectre 19 (± 1) nm, on obtient donc une résolution de 16,6 (±0,9) µm dans l'air et de 12,5 (±0,7) µm pour un milieu biologique constitué principalement d'eau (en supposant alors n≈1,33).

La résolution longitudinale a été ici définie comme la distance suivant laquelle on obtient une tension mesurée supérieure à la moitié de la tension maximale. Cette résolution est donc définie par rapport à l'amplitude du *champ* électrique cohérent. C'est un choix arbitraire de la définition de la résolution. D'autres choix peuvent être effectués. En microscopie confocale par exemple, si l'on définit toujours la résolution longitudinale comme la distance suivant laquelle le signal mesuré qui reste supérieur à la moitié de la mesure maximale, la résolution longitudinale est différente car le

[7] Le bruit de mesure à 2 f_o pour Δt=10 ms est caractérisé par une variance σ_{veff}^2 = 940 μV^2 et le carré de la tension de battement, avec un filtre neutre de densité optique 4,1 pour l'aller et le retour sur la voie signal, est égal à 1130 mV^2. D'où un SNR de 60 dB. Sans le filtre neutre, on aurait donc un SNR de ≈100 dB (60+41) pour la mesure à 2 f_o. À f_o, on a σ_{veff}^2 = 380 μV^2 et la carré de l'amplitude de battement avec le même filtre neutre est égal à 13200 mV^2. D'où un SNR de ≈115 dB pour la mesure à f_o si la mesure était effectuée sans filtre neutre.

signal détecté est alors proportionnel à la *puissance* du signal détecté. Si l'on choisit une définition de la résolution pour une méthode d'OCT par rapport à la puissance du signal cohérent et non pas par rapport à la valeur du champ cohérent, on aura donc un gain "fictif" de $1/\sqrt{2}$ sur la résolution donnée par la relation (3.58). On note $\Delta z'$ cette "nouvelle" résolution longitudinale. C'est d'ailleurs cette définition de la résolution longitudinale par rapport à la puissance du faisceau signal que nous avions choisie pour l'expérience d'amplification paramétrique optique.

La mesure expérimentale de $\Delta z'$ dans l'air a été effectuée en déplaçant un miroir placé sur la voie signal en l'absence de l'optique de focalisation. Un filtre neutre de densité optique de 2,05 est placé sur la voie signal. La valeur de $\Delta z'$, après ajustement gaussien[8], est mesurée égale à $\approx 11{,}6$ µm (cf. fig. 3.12), valeur est en très bon accord avec la valeur théorique : $11{,}7(\pm 0{,}6)$ µm . Une lame de verre ($\approx$ 10 mm) a été placée sur la voie référence pour compenser la dispersion liée au passage supplémentaire du faisceau signal à travers la lame séparatrice et au double passage à travers le filtre neutre. Sans cette légère compensation, la résolution spatiale longitudinale est dégradée de ≈ 1 µm.

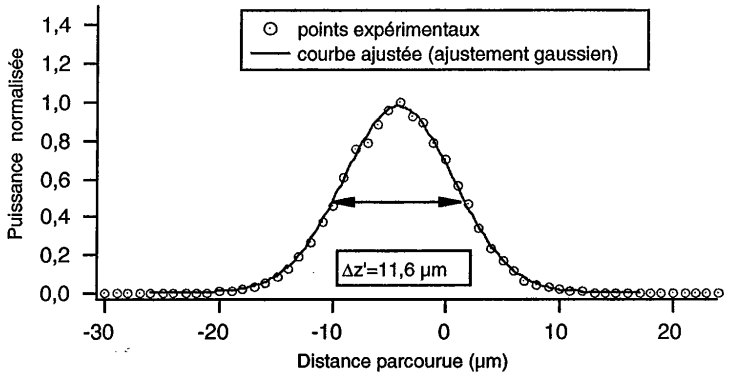


Figure 3.12 : Fonction d'appareil. La normalisation est effectuée par rapport à l'écho maximal mesuré lorsque la différence en chemin optique parcourue par les faisceaux signal et référence est nulle.

En échelle logarithmique, on constate que l'ajustement gaussien est possible sur une distance de près de 60 µm et ce sur une dynamique de $\approx$55 dB en puissance (cf. fig. 3.13). C'est cette grande dynamique qui assure une excellente réjection du signal lumineux qui aura parcouru un

[8] Comme rappelé dans l'annexe 1.2, l'enveloppe du signal électrique détecté lorsque l'on fait varier le déphasage optique entre les deux ondes est relié au spectre d'émission de la source par transformation de Fourier. Comme le spectre d'émission de la source est gaussien, l'enveloppe du signal électrique détecté lorsque l'on déplace le miroir est lui aussi gaussien. D'où l'ajustement gaussien sur cette courbe, qui est la fonction d'appareil de l'instrument.

chemin optique différent de celui du faisceau référence. Ceci est un avantage conséquent de la sélection par cohérence temporelle par rapport à d'autres méthodes comme la microscopie confocale où la dynamique de réjection n'est pas aussi importante.

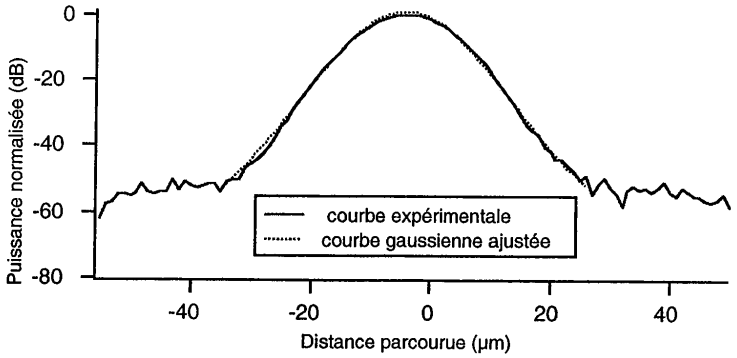


Figure 3.13 Fonction d'appareil (en dB). L'ajustement gaussien peut être réalisé sur une distance de l'ordre de 60 µm.

Deux légers rebonds apparaissent à plus ou moins 100 µm du pic principal (cf. fig. 3.14). Ils sont peu gênants car ils présentent un écart de près de 50 dB en puissance avec le niveau du pic principal.

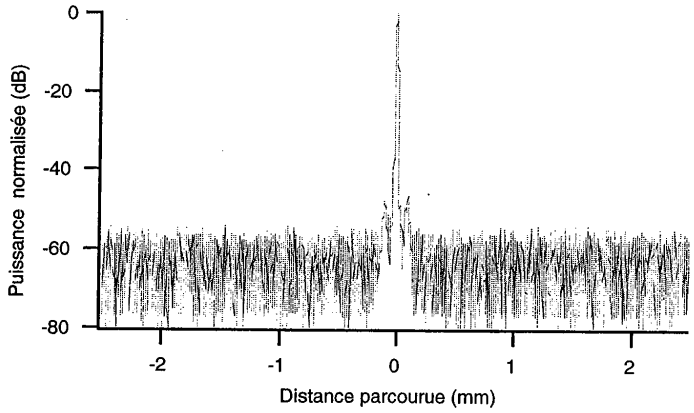


Figure 3.14 : Fonction d'appareil (en dB) pour un déplacement du miroir de la voie signal sur une distance de 5 mm environ.

Examinons maintenant les caractéristiques de la focalisation choisie et son effet sur la résolution spatiale transversale. On a vu que cette résolution est choisie dans les techniques d'OCT pour que le faisceau d'illumination reste collimaté sur l'épaisseur du milieu observé. On a choisi une lentille de focale 40 mm. Pour la direction (Ox), la largeur du faisceau collimaté (critère en $1/e^2$) issue de la diode est de l'ordre de 1400 µm au niveau de la lentille. Avec une focale de 40 mm, la longueur de collimation est donc de 1,7 mm et la largeur du faisceau au point de focalisation est de l'ordre de 30 µm (pour 86 % de l'énergie)[9]. Une fois la lentille de 40 mm installée et l'interféromètre de nouveau équilibré en dispersion, grâce à l'ajout d'une lame de verre supplémentaire sur la voie référence, deux images d'une mire de pas 100 µm ont été réalisées successivement (cf. fig. 3.15) : les deux enregistrements sont *quasi* identiques. Les positions de l'optique de focalisation et du miroir de référence ont été ajustées de manière à faire coïncider le plan de cohérence et le plan de focalisation avec la mire (c'est-à-dire que les chemins optiques parcourus par les faisceaux référence et signal ont été égalés et que la mire a été placée au foyer de l'optique de focalisation).

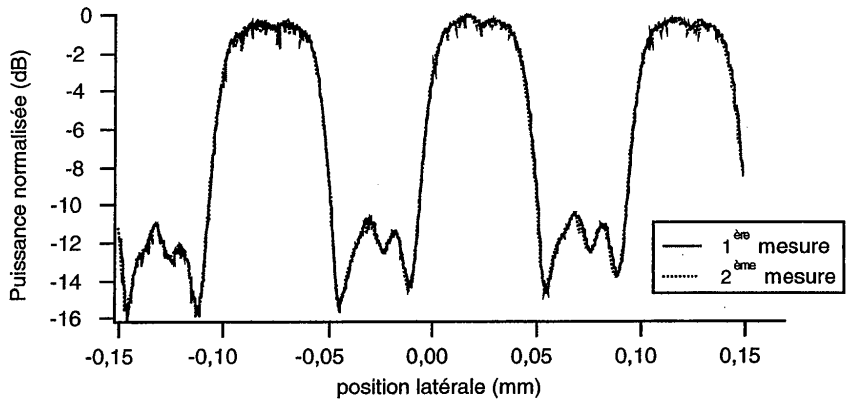


Figure 3.15 : Images d'une mire de pas de 100 µm (avec un filtre neutre de densité optique de 2,05 sur la voie signal). En trait plein : une image réalisée avec une première série de mesures. En traits pointillées : une deuxième image réalisée dans les mêmes conditions. La puissance détectée a été normalisée par rapport à la valeur maximale détectée.

[9] Au niveau de la lentille, la surface D à travers laquelle sont transmis 99 % de l'énergie est reliée au rayon du faisceau à ce niveau, noté w(f), par la relation [Sie 3.10] : $D = \pi w(f)$. Pour une lentille de focale f, la largeur d_0 du spot d'illumination au niveau du plan focal où sont concentrés 86 % de l'énergie est alors donnée par : $d_0 = 2\ f\ \lambda / D$ avec λ la longueur d'onde du rayonnement. On définit la longueur de collimation comme la distance le long de laquelle la largeur du faisceau reste inférieure à $\sqrt{2}\ d_0$. Cette distance est égale au double de la longueur de Rayleigh : $2 Z_R = \pi d_0^2 / (2\lambda)$.

Sur la figure 3.16 est représentée, cette fois, la puissance détectée pour une de ces deux mesures en fonction, non seulement des déplacements transversaux, mais aussi des déplacements longitudinaux de la mire.

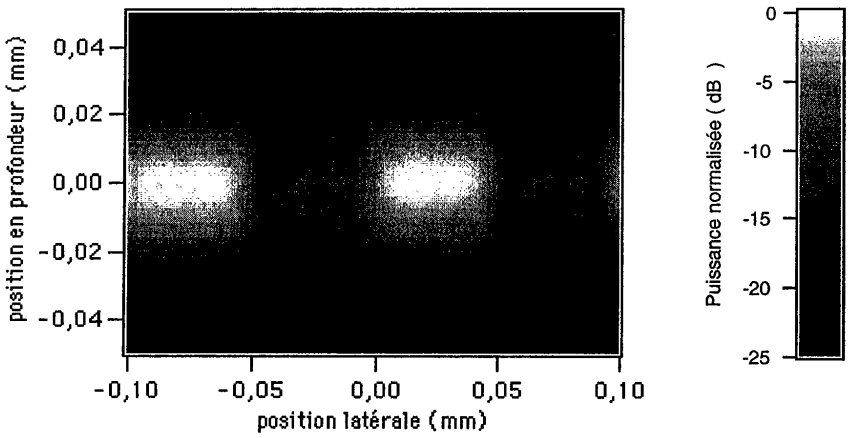


Figure 3.16 : Puissance normalisée détectée (en dB) pour une mire de pas de 100 µm placée à l'abscisse z=0, que l'on a déplacée transversalement (dans le plan de la mire) et en "profondeur" (perpendiculairement au plan de la mire).

3.3.1.b. Image de la mire dans un milieu diffusant liquide.

Comme pour l'expérience d'amplification paramétrique optique, on a réalisé l'image d'une mire placée dans un milieu diffusant liquide (solution aqueuse de billes de latex).

Du fait de l'effet conjugué du mouvement brownien des sphères de latex et de la sensibilité à la phase du signal cohérent de notre système de détection, on peut observer cette mire à travers un milieu présentant des caractéristiques de diffusion importantes.

Considérons, en effet, le courant hétérodyne à la fréquence f_o. L'amplitude de modulation va dépendre d'une part de la racine carré de la puissance du faisceau signal, non diffusé et réfléchi sur la mire :

$$E_{Ro}\left(\sqrt{R}\ E_{So}\right)\ \sin\phi_o \sin[2\pi\ f_0 t]\ ,$$

avec R le facteur de réflexion en puissance de la mire pour le point observé, et d'autre part de la puissance du rayonnement diffusé qui va parcourir dans le milieu diffusant un chemin optique égal à celui parcouru par le faisceau non diffusé, à la longueur de cohérence près :

$$E_{Ro}\ A_{diff}(t)\ \sin\left(\phi_{odiff}(t)\right) \sin[2\pi\ f_0 t]\ ,$$

avec $A_{diff}(t)$ l'amplitude du champ électrique lié au rayonnement diffusé cohérent avec le faisceau référence, et $\left(\phi_{odiff}(t)\right)$ le déphasage entre l'onde référence et cette onde diffusée pour une tension appliquée sur le modulateur électro-optique nulle. $\left(\phi_{odiff}(t)\right)$ fluctue aléatoirement dans le temps du fait du mouvement brownien des billes de latex (cf. paragraphe 2.4.1.b). Si la mesure par démodulation synchrone est effectuée durant un temps suffisamment long pour que $\left\langle \sin\left(\phi_{odiff}(t)\right)\right\rangle$ [10] soit proche de zéro, on obtient ainsi une mesure proportionnelle uniquement au champ signal non diffusé.

L'image de la mire, de pas 100 µm et placée dans une cuve, a été effectuée avec une constante de temps de 300 ms. Les billes de latex utilisées ont un diamètre de 296 nm. La surface efficace de diffusion est calculée avec la théorie de Mie et trouvée être égale à $\sigma_s \approx 7{,}2\ 10^{-11}\,cm^2$. Le facteur d'anisotropie est égal à 0,4. La concentration est de $\approx 1.9\ 10^{12}$ billes/cm^3. L'image présentée sur la figure 3.17 est réalisée pour une position de la mire placée 700 µm à l'intérieur de la cuve. Le nombre de libres parcours moyens de diffusion calculé théoriquement est égal à environ 19 ℓ_s pour l'aller et le retour sans tenir compte d'éventuels effets de diffusion dépendante. Cette valeur a été réestimée expérimentalement à la valeur de $\approx 18\ \ell_s$ pour l'aller et le retour (soit l'équivalent de 8 densités optiques pour le signal balistique). Cette image a été réalisée avant l'automatisation du système, en réalisant la mesure uniquement à la fréquence de modulation f_o : pour chaque point, l'amplitude de la tension de battement maximale a été trouvée en égalant le déphasage entre les voies signal et référence ϕ_o à $\pm\pi / 2$ à l'aide de la cale piézo-électrique.

[10] < > représente la moyenne temporelle.

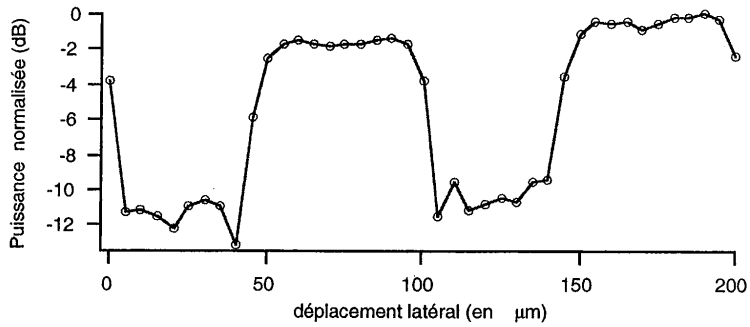


Figure 3.17 : Profil transversal de la mire plongée dans un milieu diffusant liquide (18 ℓ_s en aller et retour) avec une constante de temps de mesure de 300 ms par point. La puissance du signal cohérent détecté est normalisée par rapport à la valeur maximale détectée et est exprimée en dB.

Notons bien que ces performances ne peuvent en aucun cas être directement étendues au cas d'un milieu diffusant qui serait immobile à l'échelle du temps de mesure. On se retrouve ici dans une situation analogue à une méthode d'holographie où le speckle est moyenné temporellement lors de la réalisation d'un hologramme (cf. section sur l'holographie du paragraphe 1.3.4.a). Cette réduction du speckle est effective pour notre méthode d'OCT du fait de la sensibilité à la phase ϕ_o du signal pour notre système de détection hétérodyne reposant sur la modulation de phase.

Pour imager à travers un milieu diffusant liquide, les méthodes d'holographie représentent l'avantage de réaliser la réduction du speckle sur tous les pixels de l'image en parallèle. Si aucune contrainte de temps pour la réalisation de l'image n'existe, notre méthode d'OCT s'avère par contre très intéressante, puisqu'elle permet la détection de très faibles signaux. L'utilisation d'un interféromètre stabilisé permettrait par exemple d'utiliser des constantes de temps élevées (le déphasage ϕ_o entre les deux ondes doit naturellement rester fixe durant l'acquisition d'un point) et pourrait ainsi permettre l'observation à travers des milieux diffusants liquides très opaques. Ce pourrait être une autre application de notre méthode.

3.3.1.c. Image de la mire cachée derrière un milieu diffusant solide

L'image de la mire de pas 100 µm a aussi été effectuée derrière le milieu diffusant solide déjà utilisé dans l'expérience d'APO. La zone du milieu diffusant solide éclairée est proche de l'endroit estimé à 8-9 ℓ_s avec l'expérience d'APO. Le milieu diffusant est rendu solidaire de la mire et l'ensemble est déplacé transversalement sur une distance de 2,5 mm environ Sur la

figure 3.18, un profil transversal est représenté en échelle linéaire. La position en profondeur de la mire a été ajustée de telle manière à obtenir un signal maximal. Suivant l'endroit du milieu diffusant solide éclairé, les fluctuations de la puissance du signal cohérent détectées sont très importantes. On ne "reconnaît" pas la mire sur cette image.

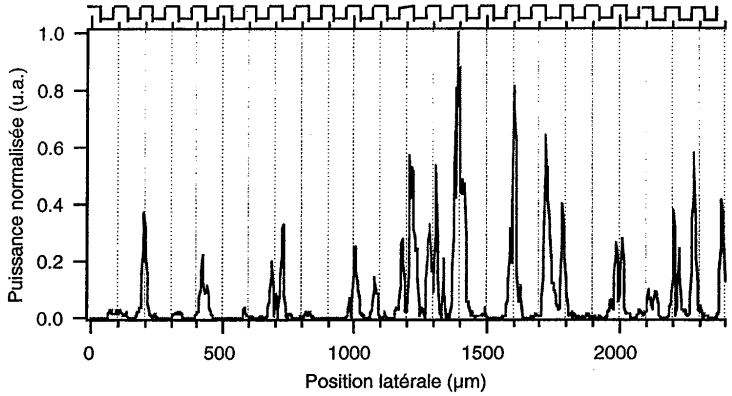


Figure 3.18 : Profil transversal de la mire de pas de 100 µm placée derrière le milieu diffusant solide (échelle linéaire). Les créneaux ajoutés au-dessus de l'image représentent l'allure du profil que l'on aurait dû obtenir.

On retrouve ici la même difficulté à produire une image de la mire à travers cet échantillon solide comme pour l'expérience d'APO. À travers un endroit de l'échantillon où la diffusion était importante (>10 ℓ_s pour l'aller et le retour à 800 nm), nous avons montré que la dégradation de la résolution de l'image réalisée par APO était liée à de la lumière diffusée vers l'avant dans le milieu diffusant solide et diffractée vers l'arrière sur la mire. Le système de réduction du speckle permettait alors d'améliorer la résolution spatiale de l'image, même si cette amélioration était loin d'être parfaite. Dans le cas où l'on cherchait à réaliser une image à un endroit de l'échantillon où la diffusion était moins importante, l'explication de la dégradation de la résolution était moins claire. On pouvait attribuer cette dégradation de la résolution, aussi, à des inhomogénéités des caractéristiques de diffusion dans les directions transversales ou à des gradients d'indice dans l'échantillon. L'utilisation d'un milieu diffusant solide plus "homogène" aurait été préférable pour ces deux expériences afin de pouvoir tirer des conclusions plus sûres.

3.3.2. Imagerie de tissus biologiques.

Des images de quelques milieux biologiques ont aussi été réalisées en utilisant cette technique d'OCT.

3.3.2.a. Repérage des interfaces séparant les différents éléments de la partie antérieure d'un œil de lapin (cornée, chambre antérieure, cristallin).

Une coupe sur une ligne, dans la profondeur, d'un œil de lapin *post-mortem* a permis de mettre en évidence les capacités de cette méthode à repérer les différentes interfaces présentes dans sa partie antérieure[11] (cf. fig. 3.19). La mesure de l'épaisseur de plusieurs de ses constituants (cornée, chambre antérieure...) est ainsi possible en connaissant leur indice de réfraction. La possibilité de mesurer l'épaisseur de la cornée est par exemple très intéressante puisque des défauts de la vision peuvent être corrigés en réduisant cette épaisseur dans des zones spécifiques (la cornée en association avec le cristallin joue un rôle primordial dans la formation des images sur la rétine).

L'œil a été conservé dans une solution d'eau et de formol après son prélèvement sur un lapin mort. La focale de la lentille utilisée était alors de 140 mm permettant ainsi une longueur de collimation plus adaptée à l'épaisseur du milieu observé (2 Z_R= 22 mm, voir note de bas de page n°9). Le diamètre du faisceau d'illumination où sont concentrés 86 % de l'énergie est en conséquence de 110 µm. Le faisceau, d'une puissance de l'ordre de 700 µW, est centré sur la pupille et l'œil est orienté à peu près perpendiculairement à ce faisceau (observation de la réflexion à l'aide d'une caméra CCD). C'est le miroir de la voie référence qui a été déplacé pour effectuer cette coupe (l'image a été réalisée avant l'automatisation de l'expérience). La puissance du signal rétroréfléchi par l'interface air-cornée est mesurée égale à 2,5 10^{-6} fois la puissance du signal qui est détecté lorsqu'un miroir remplace l'œil.

[11] L'œil est transparent et, naturellement, très faiblement diffusant. L'intérêt d'une méthode d'OCT pour imager un tel milieu est, ici, juste lié à sa capacité à repérer de manière précise des interfaces dont les facteurs de réflexion sont très faibles et n'est pas lié à sa capacité à imager en milieu diffusant.

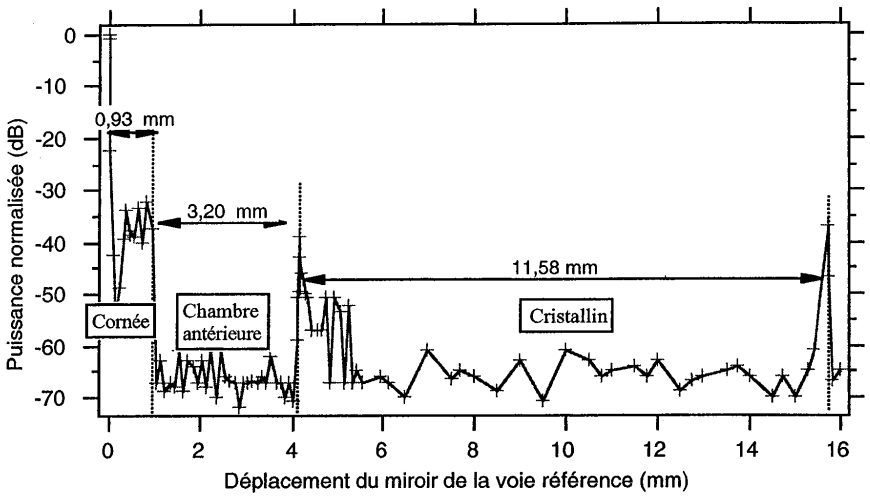


Figure 3.19 : Évolution de la puissance du signal cohérent détecté en fonction de la position du miroir de la voie référence. Cette puissance est normalisée par rapport à la valeur mesurée l'interface air-cornée et est donnée en décibels. Les valeurs des distances indiquées sur le graphe correspondent au déplacement du miroir de la voie référence. La connaissance de l'indice de réfraction (considéré proche de l'indice de groupe) est nécessaire pour remonter aux épaisseurs réelles.

On distingue nettement trois zones différentes sur cette coupe de l'œil qui correspondent successivement à la cornée, à la chambre antérieure et au cristallin. Le premier pic, repère l'interface air-cornée. Entre 0 et 0,93 mm du déplacement du miroir référence, du signal est détecté, suite à des rétrodiffusions ou des rétroréflexions dans l'épaisseur de la cornée. Dans la seconde zone de la courbe, jusqu'à 4 mm environ, le niveau du signal détecté est de l'ordre de grandeur du bruit de détection lié à l'illumination du faisceau référence. Cette zone correspond à la chambre antérieure de l'œil, chambre remplie de l'humeur aqueuse. Une augmentation brusque du niveau du signal détecté apparaît à une abscisse proche de 4 mm. Cet écho est lié à l'interface humeur aqueuse-cristallin. Du signal est encore détecté sur pratiquement 2 mm du mouvement du miroir de référence (jusqu'à 6 mm). Ensuite, le bruit lié au faisceau référence domine de nouveau. Juste avant l'abscisse 16 mm, apparaît un nouvel écho lié cette fois-ci à l'interface séparant le cristallin de l'humeur vitreuse remplissant le corps vitré.

En prenant la valeur donnée par Swanson *et coll.* [Swa 3.12] pour l'indice de réfraction de la cornée, soit 1,376, on peut par exemple remonter à son épaisseur soit 0,68 mm.

3.3.2.b. Images d'un oignon dans un plan perpendiculaire à sa surface.

Nous avons ensuite choisi de réaliser l'image de l'intérieur d'un oignon jaune (cf. fig. 3.20). Ce milieu présente une structure en couches qui se prête bien à notre système d'acquisition d'images limité au plan (Oxz). Les cellules de l'oignon, d'une taille de l'ordre de la cinquantaine de micromètres, sont disposées en différentes strates successives. L'image présentée ci-après a été acquise point par point avec une constante de temps de 200 ms et des déplacements suivants les axes (Ox) et (Oz) respectivement de 2 µm et de 5 µm. Les premières pelures sèches de l'oignon ont été retirées au préalable.

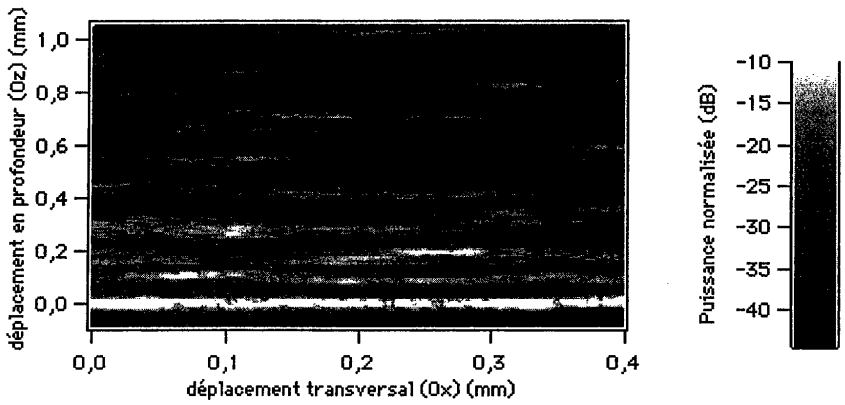


Figure 3.20 : Coupe 2D d'un oignon jaune perpendiculairement à sa surface. La puissance détectée (échelle log) est normalisée par rapport à la valeur mesurée pour la première interface air-oignon située en z=0. Alors que la gamme des puissances normalisées s'étend de 0 à -70 dB, les valeurs de gris sont réparties sur cette image uniquement entre -10 dB et - 45 dB pour plus de lisibilité (voir échelle des gris à côté de l'image).

Sur l'axe vertical de l'image, qui correspond à l'axe (Oz), il faut diviser le déplacement par l'indice de réfraction de l'oignon, pour obtenir la profondeur réelle observée dans le milieu biologique. Si nous choisissons de prendre pour cet indice une valeur de 1,33, l'oignon étant majoritairement constitué d'eau, la profondeur réelle observée est donc de l'ordre de 750 µm. On distingue assez nettement les deux premières couches de cellules d'oignons. Cette structure stratifiée semble par contre se désorganiser pour les couches suivantes (à fin de comparaison, nous

avons observé à l'aide d'un microscope classique l'oignon à différentes profondeurs, après avoir effectué au préalable une découpe au rasoir : on constate que l'empilement des cellules d'oignons n'est régulière que pour une épaisseur faible, la structure en couches ne semble plus ensuite préservée).

Notons que la résolution transversale des cellules d'oignons nécessiterait une focalisation plus importante. L'évolution de la puissance rétrodiffusée suivant z (cf. fig. 3.21) permet l'évaluation de l'épaisseur de la première couche à ≈ 60 μm.

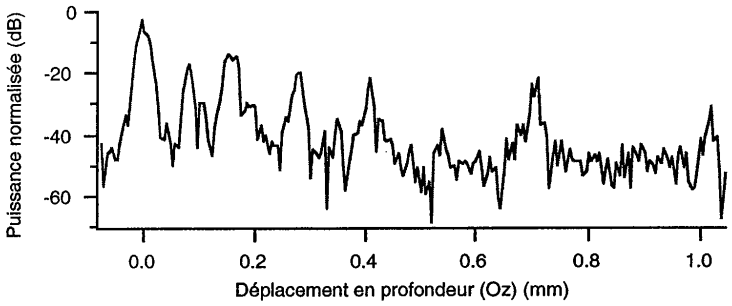


Figure 3.21: Observation d'un profil en z pour une position latérale donnée.

3.4. Conclusion et perspectives pour l'expérience de tomographie optique cohérente.

L'expérience de tomographie optique cohérente développée dans le cadre de cette thèse a permis la réalisation d'images à travers des milieux diffusants liquides ou solides. Des applications à l'imagerie de quelques tissus biologiques ont pu aussi être démontrées.

Une mise en œuvre de la détection hétérodyne grâce à la modulation de phase par effet électro-optique a pu être démontrée. Le choix d'un système de mesures à f_o et 2 f_o a permis notamment d'évaluer de manière précise les puissances relatives des signaux cohérents rétrodiffusés sur les différentes parties d'un objet.

Insistons de nouveau sur l'avantage de notre choix du système de détection hétérodyne par modulation de la phase pour une évolution future du système OCT (cas de la faible focalisation) vers un système OCM (cas de la forte focalisation). L'évolution à très court terme de l'expérience est donc l'emploi par exemple d'un objectif à immersion dans l'eau de grande frontale pour réaliser des images à plus haute résolution et ce dans un plan parallèle à la surface.

d'encombrement, l'utilisation de fibres dopées pompées par diode pourrait permettre l'obtention de sources intéressantes pour notre application (faible longueur de cohérence temporelle, puissance...). De plus, l'utilisation de modulateurs électro-optiques intégrés permettrait la réalisation simplifiée et efficace de la détection hétérodyne à haute cadence (possibilité d'obtenir des tensions de modulation élevées aux bornes du modulateur de phase même à "haute" fréquence).

Dans le cadre de cette cadence d'acquisition augmentée, le rapport signal à bruit devra être optimisé avec un système de double détection de manière à obtenir une mesure limitée par le bruit de photons du faisceau référence. On pourra ainsi toujours disposer d'une dynamique suffisamment importante (100 dB) pour imager dans de bonnes conditions dans des tissus biologiques mêmes avec des temps de mesure par point de l'ordre de grandeur de 10 µs. Toujours dans le cadre de cette augmentation de la cadence de l'acquisition de l'image, des miroirs galvanométriques ou des polygones tournants devront être utilisés pour remplacer les moteurs pas à pas et réaliser l'image dans un plan perpendiculaire à la surface. Un système de détection électronique aux fréquences f_o et 2 f_o suivi d'une carte de conversion analogique-numérique pourra remplacer avantageusement la détection synchrone numérique coûteuse et peu rapide.

Bibliographie du chapitre 3

[3.1 Sal] : B. E. A. Saleh, M. C. Teich, "Fundamentals of Photonics" (John Wiley & Sons Inc, New-York, 1991).

[3.2 Abb] : G. L. Abbas, V. W. S. Chan, and T. K. Yee, "Local-oscillator excess-noise suppression for homodyne and heterodyne detection", Opt. Lett. **8,** 419 (1983).

[3.3 Poi] : J. P. Poizat, "Réalisation et caractérisation de mesures quantiques non-destructives en optique", Thèse de doctorat de l'université de Paris-XI (1993).

[3.4 Sie] : A. E. Siegman, "The Antenna Properties of Optical Heterodyne Receivers", Appl. Opt. **5,** 1588 (1966).

[3.5 She] C. J. R. Sheppard, "Confocal Interference Microscopy", ch. 15 dans "Confocal Microscopy" sous la direction de Tony Wilson (Academic Press, 1990).

[3.6 Saw] : T. Sawatari, "Optical Heterodyne Scanning Microscope", Appl. Opt. **12,** 2768 (1973).

[3.7 Hua] : S. Huard, "Polarisation de la lumière", (Masson, Paris, 1994).

[3.8 Gra] I. S. Gradshteyn, I. M. Ryzhik, "Table of integrals, series, and products" (Academic Press, New-York, 1980).

[3.9 Gle] : P. Gleyzes et A.C. Boccara, "Profilométrie picométrique par interférométrie de polarisation. I. L'approche monodétecteur", J. Optics **25,** 207 (1994).

[3.10 Sie]: A. E. Siegman, "Laser" (University Science Books, 1986) pp. 547-557.

[3.11 Yur] : A. M. Yurek, H. F. Taylor, L. Goldberg, J. F. Weller, A. Dandridge, "Quantum Noise in Superluminescent Diodes", IEEE Journal of Quantum Electronics **22**, 522 (1986).

[3.12 Swa] E. A. Swanson, D. Huang, M. R. Hee, J. G. Fujimoto, C. P. Lin and C. A. Puliafito, "High-speed optical coherence domain reflectometry", Opt. Lett. **17,** 151 (1992).

Conclusion générale

Les travaux effectués dans le cadre de cette thèse ont donc consisté en la réalisation de deux méthodes d'imagerie optique dans des milieux diffusants. Ces deux méthodes opèrent toutes les deux en configuration de rétrodiffusion.

La première expérience, qui repose sur le principe de l'amplification paramétrique optique (APO) en régime femtoseconde, a permis la réalisation d'images à deux dimensions avec une résolution dans la profondeur. Ces images ont été obtenues à la cadence vidéo sans balayage. Pour des objets tests placés dans l'air, en l'absence de milieu diffusant, les résolutions spatiales longitudinale et transversale sont respectivement de 32 µm et de 70 µm.

Le choix d'un accord de phase non colinéaire de type II a permis d'éliminer totalement le signal lumineux qui revient du milieu diffusant quand la porte temporelle est fermée. Cette réjection est permise conjointement par le jeu des polarisations croisées et par un filtrage spatial. Les images résolues temporellement (c'est-à-dire les images réalisées avec le signal lumineux revenant du milieu observé quand la porte temporelle est ouverte) ont pu ainsi être produites sur un fond noir *quasi* parfait.

Les résolutions spatiales obtenues en l'absence de milieux diffusants ont pu être préservées dans le cas où les objets tests ont été observés à travers des milieux diffusants liquides présentant une diffusion aussi importante vers l'avant que vers l'arrière. À la cadence vidéo, le seuil de détection est atteint pour un milieu diffusant de 12 ℓ_s pour l'aller et le retour (l'atténuation pour la lumière non diffusée est alors égale à e^{12}). La préservation de la résolution spatiale, même en présence du milieu diffusant liquide, est permise du fait de la prédominance de la lumière non diffusée sur la fraction de lumière multidiffusée vers l'arrière, qui sort du milieu diffusant en même temps que la lumière non diffusée.

Ces bons résultats ne sont malheureusement pas conservés dans le cas où le milieu diffusant artificiel présente des caractéristiques de diffusion plus proches de celles d'un tissu biologique réel. Pour un milieu diffusant solide, inhomogène et diffusant fortement vers l'avant, les images obtenues par amplification paramétrique optique sont en effet très fortement dégradées. De la lumière est diffusée vers l'avant dans le milieu, puis est diffractée vers l'arrière sur l'objet observé avant d'effectuer le trajet inverse, où elle peut de nouveau être diffusée vers l'avant. Les photons constituant ce rayonnement peuvent sortir pendant l'ouverture la porte temporelle. Les images alors obtenues sont dégradées : un fort speckle y apparaît. Une réduction de ce speckle a été entreprise en faisant varier l'orientation du faisceau incident sur le milieu diffusant en volume durant le temps d'acquisition de l'image (à la cadence vidéo). Pour un caractère diffusant supérieur à 10 ℓ_s pour l'aller et le retour (l'atténuation pour la lumière non diffusée est alors supérieure à e^{10}), les résolutions spatiales obtenues à la cadence vidéo sont seulement d'environ 100 µm et 700 µm, respectivement longitudinalement et

transversalement, et ce même avec le système de réduction du speckle. L'optimisation de cette réduction du speckle devra être réalisée, suite à ce travail, de manière à accroître ces résolutions.

Malgré les améliorations qui pourraient encore être apportées à cette expérience, les perspectives pour ce qui concerne une imagerie structurelle paraissent peu attractives, au regard des excellents résultats maintenant produits par les techniques de tomographie optique cohérente. Des perspectives restent par contre ouvertes pour une imagerie fonctionnelle, où les exigences en termes de résolutions sont moins contraignantes. Une imagerie des organes effectuée à deux longueurs d'onde différentes, judicieusement choisies, pourrait permettre par exemple, après soustraction des images obtenues, de révéler des tumeurs de faibles dimensions sous la surface de la peau.

Pour la seconde expérience, celle de tomographie optique cohérente (OCT), une diode superluminescente a remplacé avantageusement la source laser femtoseconde de l'expérience précédente. Une mise en œuvre d'un système de détection hétérodyne a été réalisée en modulant la phase du faisceau signal grâce à l'effet électro-optique. Le choix d'un système de mesures effectuées à la fréquence de modulation et à son premier harmonique a permis notamment d'évaluer de manière précise les puissances relatives des signaux cohérents rétrodiffusés sur les différentes parties de l'objet observé. Des images de tissus biologiques ont pu ainsi être réalisées dans le cas d'une faible focalisation (OCT) : par exemple une coupe longitudinale de la partie antérieure d'un œil de lapin et une image 2D, perpendiculairement à sa surface, d'un oignon. Si les performances du montage expérimental sont très réduites par rapport à celles maintenant obtenues par d'autres techniques d'OCT (en termes de temps d'acquisition et de résolutions spatiales transversales), nous avons souligné que cette expérience présente des perspectives intéressantes à court terme pour une imagerie dans des tissus biologiques avec une plus forte focalisation (microscopie optique cohérente : OCM). Contrairement à l'expérience d'amplification paramétrique optique, l'application visée par cette méthode serait une imagerie structurelle dans les tissus biologiques, qui permettrait une observation des cellules.

Annexes

Annexe 1.1

Théorie de Mie : calculs de σ_s, de g et des indicatrices de diffusion pour une particule diffusante sphérique.

Pour calculer la section efficace de diffusion (σ_s), le facteur d'anisotropie (g) et les indicatrices de diffusion[1] pour une particule sphérique, on utilise la théorie de Mie. Pour une description détaillée de celle-ci, on peut consulter l'ouvrage de H. C. van de Hulst : *"Light scattering by small particles"* [Hul]. On ne va donner ici que les formules utiles pour les calculs, sans expliquer leur établissement.

On considère un matériau sphérique de rayon a et d'indice n_1, plongé dans un matériau d'indice n_2. Soit λ_o la longueur d'onde, dans le vide, du rayonnement éclairant la sphère et soit m le rapport de l'indice de la sphère à l'indice du milieu environnant.

On définit les quantités suivantes :

$$q = \frac{2\pi a}{\lambda_o / n_2} , \tag{1}$$

$$y = mq , \tag{2}$$

$$\psi_n(z) = \sqrt{\frac{\pi z}{2}} J_{n+1/2}(z) , \tag{3}$$

$$\chi_n(z) = -\sqrt{\frac{\pi z}{2}} Y_{n+1/2}(z) , \tag{4}$$

$$\xi_n(z) = \psi_n(z) + i\chi_n(z) , \tag{5}$$

$$a_n = \frac{\psi'_n(y)\psi_n(q) - m\psi_n(y)\psi'_n(q)}{\psi'_n(y)\xi_n(q) - m\psi_n(y)\xi'_n(q)} , \tag{6}$$

$$b_n = \frac{m\psi'_n(y)\psi_n(q) - \psi_n(y)\psi'_n(q)}{m\psi'_n(y)\xi_n(q) - \psi_n(y)\xi'_n(q)} , \tag{7}$$

avec $J_n(z)$ et $Y_n(z)$ respectivement les fonctions de Bessel de première et de seconde espèce.

Pour calculer les intensités i_1 et i_2 des ondes diffusées en fonction de l'angle θ entre les vecteurs d'onde incident $\vec{s}$ et diffusé $\vec{s}'$ (i_1 correspond à l'intensité diffusée pour un champ électrique de polarisation linéaire perpendiculaire au plan $(\vec{s}', \vec{s})$ alors que i_2 correspond à l'intensité diffusée pour une polarisation linéaire parallèle à ce même plan), on utilise les relation suivantes [Hul] :

[1] On appelle indicatrice de diffusion la courbe donnant l'intensité diffusée en fonction de l'angle entre le vecteur d'onde incident et le vecteur d'onde diffusé.

$$i_1 = |S_1(\theta)|^2 , \qquad i_2 = |S_2(\theta)|^2 , \tag{8}$$

avec :

$$S_1(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty}\left(\frac{2n+1}{n(n+1)}\{a_n\pi_n(\cos\theta) + b_n\tau_n(\cos\theta)\}\right) , \tag{9}$$

$$S_2(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty}\left(\frac{2n+1}{n(n+1)}\{b_n\pi_n(\cos\theta) + a_n\tau_n(\cos\theta)\}\right) , \tag{10}$$

avec :

$$\pi_n(\cos\theta) = \frac{1}{\sin\theta}P_n^1(\cos\theta) , \tag{11}$$

$$\tau_n(\cos\theta) = \frac{d}{d\theta}\left(P_n^1(\cos\theta)\right) , \tag{12}$$

où $P_n^1(\cos\theta)$ est la fonction de Legendre associée d'ordre 1 et de degré n.

Le facteur d'efficacité de diffusion Mie (Q_{scat}), la section efficace de diffusion Mie (σ_s) et le facteur d'anisotropie (g) sont *définis* par les expressions analytiques suivantes :

$$Q_{scat} = \frac{1}{q^2}\int_0^{\pi}\{i_1(\theta) + i_2(\theta)\}\sin\theta\, d\theta , \tag{13}$$

$$\sigma_s = \pi a^2 Q_{scat} , \tag{14}$$

$$g = \frac{1}{Q_{scat}}\frac{1}{q^2}\int_0^{\pi}\{i_1(\theta) + i_2(\theta)\}\cos\theta\sin\theta\, d\theta . \tag{15}$$

Pour effectuer le calcul numérique de ces quantités, on utilise les expressions suivantes, plus pratiques que leur forme intégrale [Hul]:

$$\sigma_s = \pi a^2 \frac{2}{q^2}\sum_{n=1}^{\infty}(2n+1)\left\{|a_n|^2 + |b_n|^2\right\} \tag{16}$$

et

$$g = \frac{1}{Q_{scat}}\frac{4}{q^2}\left(\sum_{n=1}^{\infty}\left(\frac{n(n+2)}{n+1}\mathrm{Re}\left(a_n(a_{n+1})^* + b_n(b_{n+1})^*\right) + \frac{2n+1}{n(n+1)}\mathrm{Re}\left(a_n b_n{}^*\right)\right)\right) . \tag{17}$$

Notons que pour les calculs numériques effectués à partir des formules (8), (16) et (17), les termes des séries convergent plus ou moins rapidement suivant les valeurs de q et de m. Généralement un nombre de termes inférieur à 30 suffit amplement pour le calcul.

[Hul] H. C. van de Hulst, "Light scattering by small particles", (Wiley, New-York, 1957), chapitre 9.

Annexe 1.2
Longueur de cohérence (spectre gaussien).

Soit une onde lumineuse dont la répartition spectrale relative (en puissance) est d'allure gaussienne. Cette répartition s'écrit :

$$|E_1(\sigma)|^2 \propto \exp^{\left(\frac{-4\ln 2(\sigma-\sigma_o)^2}{\Delta\sigma^2}\right)} , \quad (1)$$

où σ est le nombre d'onde , σ_o le nombre d'onde central et $\Delta\sigma$ la largeur à mi-hauteur de ce spectre. Soit un interféromètre de Michelson éclairé par cette onde. Les deux ondes supposées ici d'égales amplitudes et qui se sont propagées sur les deux bras de l'interféromètre de Michelson, interfèrent à la surface d'une photodiode. Le courant délivré, proportionnel à l'éclairement, s'écrit sous la forme :

$$i(z) \propto \int_{-\infty}^{\infty} |E_1(\sigma)|^2 \exp^{-j2\pi\sigma(2z)} \, d\sigma , \quad (2)$$

soit :

$$i(z) \propto \int_{-\infty}^{\infty} \left(\exp^{\left(\frac{-4\ln 2\sigma^2}{\Delta\sigma^2}\right)} * \delta(\sigma-\sigma_o)\right) \exp^{-j2\pi\sigma(2z)} \, d\sigma . \quad (3)$$

Grâce aux propriétés des transformations de Fourier, on obtient la relation suivante :

$$i(z) \propto \exp^{\left(\frac{-\pi^2\Delta\sigma^2(2z)^2}{4\ln 2}\right)} \times \exp^{-j2\pi\sigma_o(2z)} , \quad (4)$$

soit en notation réelle :

$$i(z) \propto \cos(2\pi\sigma_o(2z)) \exp^{\left(\frac{-\pi^2\Delta\sigma^2(2z)^2}{4\ln 2}\right)} . \quad (5)$$

La largeur à mi-hauteur de la partie supérieure de l'enveloppe de cette courbe représente la résolution longitudinale Δz égale à :

$$\Delta z = \frac{2\ln 2\ \lambda_o^2}{\pi\ \Delta\lambda} . \quad (6)$$

La longueur de cohérence est souvent définie[1] comme le double de cette largeur.

$$\ell_c = \frac{4\ln 2\ \lambda_o^2}{\pi\ \Delta\lambda} . \quad (7)$$

[1] D'autres choix sont possibles pour la définir, comme par exemple la largeur en 1/e au lieu de la largeur à mi-hauteur.

Annexe 2.1.

Expression du désaccord de phase pour un accord de phase φθ-OBNC.

Le vecteur d'onde $\underline{k}(\lambda,\theta,\varphi)$, dont la direction est repérée par les angles θ et φ dans le repère des axes principaux du cristal (cf. fig. A-2.1.a), et pour une longueur d'onde λ dans le vide, s'écrit :

$$\underline{k}(\lambda,\theta,\varphi)=\frac{2\pi}{\lambda}n(\theta,\lambda)\underline{u}_r \ . \tag{1}$$

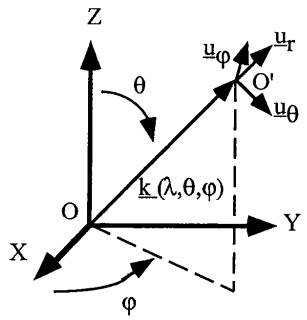


Figure A-2.1-(a) : Représentation graphique des différentes notations utilisées pour le calcul du désaccord de phase. La direction du vecteur d'onde $\underline{k}$ est repérée par rapport aux axes principaux du cristal avec les angles θ et φ.

Les dérivées première et seconde de $\underline{k}$ par rapport à θ s'écrivent :

$$\frac{\partial(\underline{k})}{\partial\theta}=\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\frac{2\pi}{\lambda}n(\theta,\lambda)\underline{u}_r\right)=\frac{2\pi}{\lambda}\left(\dot{n}(\theta,\lambda)\underline{u}_r+n(\theta,\lambda)\underline{u}_\theta\right) \tag{2}$$

$$\frac{\partial^2(\underline{k})}{\partial\theta^2}=\frac{2\pi}{\lambda}\left(\left[\ddot{n}(\theta,\lambda)-n(\theta,\lambda)\right]\underline{u}_r+2\,\dot{n}(\theta,\lambda)\underline{u}_\theta\right) \tag{3}$$

avec, pour alléger les notations, :

$$\dot{n}(\theta,\lambda)=\frac{\partial}{\partial\theta}\left(n(\theta,\lambda)\right) \text{ et } \ddot{n}(\theta,\lambda)=\frac{\partial^2}{\partial\theta^2}\left(n(\theta,\lambda)\right) \quad \text{et} \quad \underline{u}_\theta=\frac{\partial(\underline{u}_r)}{\partial\theta},\ \underline{u}_\varphi=\frac{\partial(\underline{u}_r)}{\partial\varphi} \ . \tag{4}$$

Les couples d'angles $(\theta_{so},\varphi_{so})$, $(\theta_{co},\varphi_{co})$ et $(\theta_{po},\varphi_{po})$ repèrent respectivement les directions des vecteurs d'onde signal $\underline{k}_{so}$, complémentaire $\underline{k}_{co}$ et pompe $\underline{k}_{po}$. Les vecteurs d'onde sont dans un même plan passant par l'axe optique ($\varphi_{so}=\varphi_{co}=\varphi_{po}$). Le caractère non critique de cet accord de phase pour une variation en angle du vecteur d'onde signal dans le plan $(\underline{u}_{r_{so}},\underline{u}_{\theta_{so}})$ se traduit alors par la relation (cf. paragraphe 2.2.1.b) :

$$\frac{\partial(\underline{k}_s)}{\partial\theta_s}=-\frac{\partial(\underline{k}_c)}{\partial\theta_c}\frac{\partial\theta_c}{\partial\theta_s} \ . \tag{5}$$

On a vu que cette relation implique la colinéarité des vecteurs de Poynting, associés aux ondes signal et complémentaire. Elle permet aussi d'exprimer $\Delta\theta_c$, la variation de la direction du vecteur d'onde complémentaire dans le plan ($\underline{u}_{r_{so}}$, $\underline{u}_{\theta_{so}}$), qui compense au premier ordre le désaccord de phase provoqué par la variation $\Delta\theta_s$ de la direction du vecteur d'onde signal. On développe l'expression (5) en fonction des différentes dérivées, soit :

$$\frac{1}{\lambda_s}\left(\dot{n}_s(\theta_{so},\lambda_s)\,\underline{u}_{r_{so}} + n_s(\theta_{so},\lambda_s)\,\underline{u}_{\theta_{so}}\right) = -\frac{\Delta\theta_c}{\Delta\theta_s}\,\frac{1}{\lambda_c}\left(\dot{n}_c(\theta_{co},\lambda_c)\,\underline{u}_{r_{co}} + n_c(\theta_{co},\lambda_c)\,\underline{u}_{\theta_{co}}\right) . \quad (6)$$

1. Expression de $\Delta\theta_c$ en fonction de $\Delta\theta_s$:

Pour exprimer $\Delta\theta_c$ en fonction de $\Delta\theta_s$, il suffit d'égaler les normes des vecteurs représentés de part et d'autre de l'égalité précédente, soit :

$$\Delta\theta_c = -\Delta\theta_s\,\frac{\lambda_c}{\lambda_s}\sqrt{\frac{\dot{n}_s(\theta_{so},\lambda_s)^2 + n_s(\theta_{so},\lambda_s)^2}{\dot{n}_c(\theta_{co},\lambda_c)^2 + n_c(\theta_{co},\lambda_c)^2}} \quad . \quad (7)$$

Pour simplifier les calculs, on va maintenant considérer dans la suite uniquement le cas d'un accord de phase à la dégénérescence en longueur d'onde ($\lambda_s = \lambda_s = \lambda$). La dernière équation se ramène à :

$$\Delta\theta_c = -\Delta\theta_s\sqrt{\frac{\dot{n}_s(\theta_{so})^2 + n_s(\theta_{so})^2}{\dot{n}_c(\theta_{co})^2 + n_c(\theta_{co})^2}} \quad . \quad (8)$$

Pour un accord de phase de type I à la dégénérescence, les ondes complémentaire et signal sont de même nature. La colinéarité des vecteurs de Poynting implique la colinéarité des vecteurs d'onde $\underline{k}_{so}$ et $\underline{k}_{co}$ soit $\theta_{co} = \theta_{so} = \theta_o$, on a donc simplement :

$$\Delta\theta_c = -\Delta\theta_s \; . \quad (9)$$

Considérons maintenant le cas d'un accord de type II. Choisissons l'onde signal extraordinaire et l'onde complémentaire ordinaire. La relation (8) se réécrit :

$$\Delta\theta_c = -\Delta\theta_s\sqrt{\frac{\dot{n}^e(\theta_{so})^2 + n^e(\theta_{so})^2}{{n_o}^2}} \quad . \quad (10)$$

Comme $\dot{n}(\theta)$ est faible devant $n(\theta)$ dans les cristaux usuels, on obtient la relation approchée :

$$\Delta\theta_c \approx -\Delta\theta_s \frac{n^e(\theta_{so})}{n_o} . \tag{11}$$

2. Évaluation du désaccord de phase :

Pour évaluer le désaccord de phase en fonction de $\Delta\theta_S$ pour une configuration non critique φθ–OBNC, il faut maintenant pousser son développement limité jusqu'au deuxième ordre. Il est donné par :

$$||\Delta\underline{k}|| \approx \frac{\Delta\theta_s^2}{2} \left|\left| \frac{\partial^2(\underline{k}_c)}{\partial\theta_s^2} + \frac{\partial^2(\underline{k}_s)}{\partial\theta_s^2} \right|\right|, \tag{12}$$

soit

$$||\Delta\underline{k}|| \approx \frac{\Delta\theta_s^2}{2} \left|\left| \frac{\partial^2(\underline{k}_s)}{\partial\theta_s^2} + \frac{\partial}{\partial\theta_c}\left(\frac{\partial(\underline{k}_c)}{\partial\theta_c}\frac{\partial\theta_c}{\partial\theta_s} \right)\frac{\partial\theta_c}{\partial\theta_s} \right|\right|. \tag{13}$$

2.a. Accord de type I à la dégénérescence en longueur d'onde :

Pour un accord de phase de type I à la dégénérescence, on a simplement :

$$\frac{\partial\theta_c}{\partial\theta_s} = -1, \tag{14}$$

d'où, d'après la relation (2) et en se rappelant que les vecteurs d'onde signal et complémentaire sont colinéaires pour un accord de type I à la dégénérescence en longueur d'onde ($\theta_{co} = \theta_{so} = \theta_o$, $\underline{u}_{r_{so}} = \underline{u}_{r_{co}} = \underline{u}_{r_o}$, $\underline{u}_{\theta_{so}} = \underline{u}_{\theta_{co}} = \underline{u}_{\theta_o}$, $n_c(\theta_o) = n_s(\theta_o) = n_i(\theta_o)$ avec i=o si le cristal est uniaxe négatif et i=e si le cristal est uniaxe positif) :

$$||\Delta\underline{k}|| \approx \frac{2\pi}{\lambda}\frac{\Delta\theta_s^2}{2} \left|\left| 2\left(\left(\ddot{n}_i(\theta) - n_i(\theta)\right)\underline{u}_{r_o} + 2\dot{n}_i(\theta)\,\underline{u}_{\theta_o} \right)\right|\right|, \tag{15}$$

soit

$$||\Delta\underline{k}|| \approx \frac{2\pi}{\lambda}\Delta\theta_s^2 \sqrt{\left(\ddot{n}_i(\theta) - n_i(\theta)\right)^2 + 4\left(\dot{n}_i(\theta)\right)^2} . \tag{16}$$

Dans le cas d'un cristal uniaxe négatif, on a donc :

$$||\Delta\underline{k}|| \approx \frac{2\pi}{\lambda}\Delta\theta_s^2\, n_o . \tag{17}$$

Si le cristal est uniaxe positif, le désaccord de phase peut être approché par une expression similaire en négligeant les dérivées premières et secondes de l'indice devant l'indice lui-même :

$$\left|\left|\Delta\underline{k}\right|\right| \approx \frac{2\pi}{\lambda}\Delta\theta_s{}^2\, n^e(\theta_{so}). \tag{18}$$

2.b. Accord de type II à la dégénérescence en longueur d'onde :

On peut effectuer un calcul analogue pour un accord de phase de type II. Le calcul exact est plus compliqué du fait de la forme de la relation (10). On va se limiter à utiliser l'approximation (11) pour exprimer une valeur approchée de $\left|\left|\Delta\underline{k}\right|\right|$ à l'ordre deux. On se place dans le cas où l'onde signal est extraordinaire et l'onde complémentaire est ordinaire comme dans le paragraphe 1. On a :

$$\left|\left|\Delta\underline{k}\right|\right| \approx \frac{\Delta\theta_s{}^2}{2}\left|\left|\frac{\partial^2(\underline{k}_s)}{\partial\theta_s{}^2} + \frac{\partial}{\partial\theta_s}\left(-\frac{n^e(\theta_{so})}{n_o}\frac{\partial(\underline{k}_c)}{\partial\theta_c}\right)\right|\right| \tag{19}$$

puisque :

$$\frac{\partial\theta_c}{\partial\theta_s} \approx -\frac{n^e(\theta_{so})}{n_o}. \tag{20}$$

D'où :

$$\left|\left|\Delta\underline{k}\right|\right| \approx \frac{2\pi}{\lambda}\frac{\Delta\theta_s{}^2}{2}\left|\left|\left[\ddot{n}^e(\theta_{so}) - n^e(\theta_{so})\right]\underline{u}_{r_{so}} + 2\dot{n}^e(\theta_{so})\underline{u}_{\theta_{so}} - \dot{n}^e(\theta_{so})\underline{u}_{\theta_{co}} - \frac{\left(n_e(\theta_{so})\right)^2}{n_o}\underline{u}_{r_{co}}\right|\right|, \tag{21}$$

puisque

$$\frac{\partial}{\partial\theta_s}\left(-\frac{n^e(\theta_{so})}{n_o}\frac{\partial(\underline{k}_c)}{\partial\theta_c}\right) = \frac{2\pi}{\lambda}\frac{\partial}{\partial\theta_s}\left(-n^e(\theta_{so})\,\underline{u}_{\theta_{co}}\right) \approx \frac{2\pi}{\lambda}\left(-\dot{n}^e(\theta_{so})\,\underline{u}_{\theta_{co}} - n^e(\theta_{so})\frac{\partial\theta_c}{\partial\theta_s}\frac{\partial\underline{u}_{\theta_{co}}}{\partial\theta_c}\right). \tag{22}$$

Comme $\underline{u}_{r_{so}}.\underline{u}_{r_{co}} = \underline{u}_{\theta_{so}}.\underline{u}_{\theta_{co}} = \cos\rho$ et que l'angle de double réfraction ρ est faible dans les cristaux usuels ($\cos\rho \approx 1$), on va considérer $\underline{u}_{r_{so}} \approx \underline{u}_{r_{co}}$ et $\underline{u}_{\theta_{so}} \approx \underline{u}_{\theta_{co}}$ pour le calcul approché à l'ordre deux de $\left|\left|\Delta\underline{k}\right|\right|$. D'où :

$$\left|\left|\Delta\underline{k}\right|\right| \approx \frac{2\pi}{\lambda}\frac{\Delta\theta_s{}^2}{2}\sqrt{\left(\ddot{n}^e(\theta_{so}) - n^e(\theta_{so}) - \frac{\left(n^e(\theta_{so})\right)^2}{n_o}\right)^2 + \left(\dot{n}^e(\theta_{so})\right)^2}. \tag{23}$$

Les dérivées première $\dot{n}$ et seconde $\ddot{n}$ sont négligeables devant n_o et n_e, on obtient donc :

$$\left|\left|\Delta\underline{k}\right|\right| \approx \frac{2\pi}{\lambda}\frac{\Delta\theta_s{}^2}{2} n^e(\theta_{so})\left(1+\frac{n^e(\theta_{so})}{n_o}\right), \tag{24}$$

puis en négligeant aussi la biréfringence du cristal ($n^e(\theta_{so}) \approx n_o$), on obtient finalement :

$$\left|\left|\Delta\underline{k}\right|\right| \approx \frac{2\pi}{\lambda}\Delta\theta_s{}^2 n^e(\theta_{so}) \ . \tag{25}$$

En fait quelque soit le cas que nous avons considéré, on a montré ici qu'une valeur approchée du désaccord de phase au deuxième ordre pour un accord non critique peut s'écrire sous la forme :

$$\left|\left|\Delta\underline{k}\right|\right| \approx \frac{2\pi}{\lambda}\Delta\theta_s{}^2 n_s \ . \tag{26}$$

avec n_S l'indice vu par l'onde signal. Ceci pourrait être montré quelque soit la direction de la variation du vecteur d'onde $\underline{k}_S$ dans l'espace.

Annexe 3.1.
Théorème de l'antenne.

Cette annexe explicite par le calcul le théorème de l'antenne pour la détection hétérodyne (cf. réf. 3.3 [3.3 Sie]). Soient les champs scalaires pour les ondes planes référence et signal représentés sous la forme :

$$E_R(x,y,t) = \mathrm{Re}(E_{Ro}\exp^{j\underline{k}_R\cdot\underline{r}}\exp^{-2\pi j\upsilon_R t}) \quad (1)$$

$$E_S(x,y,t) = \mathrm{Re}(E_{So}\exp^{j\underline{k}_S\cdot\underline{r}}\exp^{-2\pi j\upsilon_S t}) \quad (2)$$

avec υ_R et υ_S les fréquences optiques des deux ondes telles que $|\upsilon_R - \upsilon_S| << \upsilon_R$ et avec $\underline{k}S$ et $\underline{k}R$ leur vecteurs d'onde. Ces deux ondes interfèrent à la surface d'un détecteur circulaire de rayon R situé en z=0. Le vecteur d'onde référence est parallèle à l'axe (Oz). On considère un faisceau signal de vecteur d'onde faisant un angle θ avec (Oz) (cf. fig. A-3.1.a).

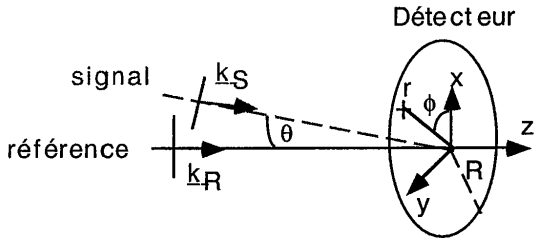


Figure A-3.1.a: Schéma illustrant les différentes notations utilisées dans le texte.

L'éclairement en un point quelconque du détecteur repéré par les coordonnées polaires (r,ϕ) s'écrit sous la forme :

$$\acute{E}(r,\phi,t) \propto |E_R(r,\phi,t) + E_S(r,\phi,t)|^2 \quad . \quad (3)$$

D'où un courant hétérodyne, en tenant compte de l'intégration temporelle du détecteur, tel que :

$$i_{het}(t) \propto 2\,\mathrm{Re}\left(\iint_S E_{So}^{*}\exp^{-j\vec{k}_S\cdot\vec{r}}\,E_{Ro}\exp^{j\vec{k}_R\cdot\vec{r}}\exp^{+2\pi j(\upsilon_S-\upsilon_R)t}\,r\,dr\,d\phi \right) , \quad (4)$$

avec S la surface du détecteur. On définit la fonction radiale F(r) telle que :

$$F(r) = \begin{cases} 1 \text{ si } r < R \\ 0 \text{ si } r > R \end{cases}, \tag{5}$$

avec R le rayon du détecteur. Le courant hétérodyne s'écrit alors :

$$i_{het}(t) \propto 2\,\mathrm{Re}\left(E^{*}_{So}\, E_{Ro} \exp^{+2\pi j(\upsilon_S - \upsilon_R)t} \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} F(r) \exp^{-j2\pi \frac{\sin\theta}{\lambda} r\cos\phi}\, r\, dr\, d\phi \right). \tag{6}$$

Grâce aux propriétés des transformées de Hankel, on obtient alors l'expression suivante [Pet] :

$$i_{het}(t) \propto 2\,\mathrm{Re}\left(E^{*}_{So}\, E_{Ro} \exp^{+2\pi j(\upsilon_S - \upsilon_R)t}\, \pi R^2\, 2\, \frac{J_1(2\pi \frac{\sin\theta}{\lambda} R)}{2\pi \frac{\sin\theta}{\lambda} R} \right). \tag{7}$$

Le courant hétérodyne étant proportionnel au terme suivant :

$$\frac{2\, J_1(2\pi \frac{\sin\theta}{\lambda} R)}{2\pi \frac{\sin\theta}{\lambda} R}, \tag{8}$$

il s'annule pour $2R\sin\theta / \lambda = 1{,}22$. Comme la longueur d'onde est petite devant le diamètre du récepteur, on a $\sin\theta \approx \theta$. D'où si l'on note θ_{het} l'angle pour lequel ce courant s'annule :

$$\theta_{het} \approx \frac{1{,}22\lambda}{2R}. \tag{9}$$

[Pet] R. Petit, "L'outil mathématique", (Masson, 1991).

Abstract

The work presented in this thesis concerns optical imaging in scattering media in the near infrared. The aim is *in vivo* imaging of biological tissues. Two different techniques, both operating in the retrodiffusion configuration, has been developed. Their common principle is a temporal selection of the light coming back from the illuminated object.

For the first technique, a temporal gate of 200 femtoseconds is achieved by optical parametric amplification with femtosecond pulses. Temporal resolved images are obtained at video rate, directly in two-dimensions, without any scanning process. The choice of a type-II non colinear phase matching configuration allows both to optimize spatial lateral resolution and to obtain temporal resolved images on a quasi perfect dark background. Performances of this technique have been studied for imaging through different artificial scattering media, liquid or solid, and with diffusion's characteristics more or less pronounced in the forward direction.

For the second technique, a superluminescent diode replaces the femtosecond laser source of the previous technique. Due to the short temporal coherence length of the source, a temporal selection of the ligth can be achieved with an interferometric measurement. For this technique, known as Optical Coherence Tomography (OCT), a heterodyne detection was performed by modulating the phase of the signal beam with an electro-optic crystal. Images of biological tissues, acquired point by point, have been performed in such a way, for example a longitudinal profile of a rabbit's eye or a 2D image of an oinon.

Keys Words

Imaging in scattering media
Time gating
Femtosecond pulses
Optical parametric amplification
Optical coherence tomography
Optical heterodyne detection

Résumé

Les travaux présentés dans ce mémoire concernent l'imagerie par voie optique proche infrarouge dans un milieu qui diffuse la lumière. L'application visée est une imagerie *in vivo* de l'intérieur des tissus biologiques. Deux techniques expérimentales différentes, opérant en configuration de rétrodiffusion, ont été développées. Leur principe commun est une sélection temporelle de la lumière revenant de l'objet éclairé.

Pour la première technique, l'amplification paramétrique optique en régime femtoseconde a permis la réalisation d'une porte temporelle de 200 femtosecondes. Les images résolues temporellement sont obtenues à la cadence vidéo, directement à deux dimensions. Le choix d'un accord de phase non colinéaire de type II permet à la fois l'optimisation de la résolution spatiale latérale et l'obtention des images résolues temporellement sur fond noir. Les performances de cette technique ont été évaluées à travers différents milieux artificiels, liquides ou solides, qui diffusent plus ou moins fortement vers l'avant.

Pour la seconde technique, une diode superluminescente remplace avantageusement la source laser femtoseconde de la technique précédente. C'est alors la faible longueur de cohérence temporelle de la source lumineuse qui permet la sélection temporelle du signal lumineux grâce à une mesure interférométrique. Pour cette technique, connue sous le nom de tomographie optique cohérente (OCT), nous avons mis en œuvre un système de détection hétérodyne en modulant la phase du faisceau signal grâce à l'effet électro-optique. Des images de tissus biologiques, acquises point par point, ont pu ainsi être réalisées : par exemple une coupe longitudinale de la partie antérieure d'un œil de lapin et une image 2D, perpendiculairement à sa surface, d'un oignon.

Mots Clés

Imagerie en milieu diffusant
Porte temporelle
Impulsions femtosecondes
Amplification paramétrique optique
Tomographie optique cohérente
Détection hétérodyne optique