



Contributions au traitement optique du signal et aux ondes élastiques guidées

Vincent Laude

► To cite this version:

Vincent Laude. Contributions au traitement optique du signal et aux ondes élastiques guidées. Traitement du signal et de l'image [eess.SP]. Université de Franche-Comté, 2002. tel-00005804

HAL Id: tel-00005804

<https://theses.hal.science/tel-00005804>

Submitted on 6 Apr 2004

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 FRANCHE-COMTÉ
BESANÇON

Synthèse de l'activité scientifique

présentée pour obtenir

l'Habilitation à Diriger des Recherches

PAR

Vincent LAUDE

**Contributions au
Traitement Optique du Signal
et aux
Ondes Elastiques Guidées**

3 septembre 2002

Table des matières

1	Introduction	7
2	Thèse d'université	11
2.1	Résumé de la thématique	11
2.2	Publications auxquelles a donné lieu la thèse	12
3	Corrélation optique	15
3.1	Études théoriques (traitement du signal)	15
3.1.1	Bruit non recouvrant	15
3.1.2	Approche bayésienne	15
3.1.3	Corrélation non-linéaire pour la poursuite	18
3.2	Implantation optique des filtres de corrélation	19
3.2.1	Filtres non-linéaires optimaux pour la corrélation conjointe	19
3.2.2	Implémentations sous-optimales rapides	19
3.3	Conclusion	21
4	Modulateurs spatiaux de lumière à cristaux liquides	23
4.1	Domaines de codage	23
4.2	Pupille active	25
4.2.1	Principe	25
4.2.2	Échantillonnage et quantification	27
4.2.3	Traitement d'images optique	29
4.2.4	Micro-balayage d'un capteur matriciel	30
4.2.5	Caractérisation de la détection hétérodyne	31
4.3	Capteur de front d'onde	32
4.4	Conclusion	32
5	Propagation des impulsions laser ultrabrèves	35
5.1	Temps de groupe superluminaux	35
5.1.1	Vitesse et temps de groupe	35
5.1.2	Guides d'onde de type métal-diélectrique	36
5.1.3	Interféromètres frustrés	37
5.1.4	Miroirs diélectriques	39
5.2	Miroirs à dispersion contrôlée	40
5.2.1	Conception par recuit simulé	41
5.2.2	Mesure du temps de groupe	44

5.3	Filtre programmable acousto-optique (AOPDF)	45
5.4	Conclusion	46
6	Ondes élastiques guidées	49
6.1	Problématique	49
6.2	Courbes de lenteurs dans les réseaux d'électrodes	50
6.3	Structures stratifiées	52
6.3.1	Méthodes matricielles	53
6.3.2	Couches épitaxiales de nitrure d'aluminium et de gallium	55
6.4	Ondes d'interface	56
6.5	Transducteurs à haut facteur de forme	58
6.6	Autres travaux	59
6.7	Conclusion	61
7	Perspectives de recherche	63
7.1	Estimation des paramètres des ondes	63
7.1.1	Dispersion en fréquence des paramètres	64
7.1.2	Utilisation des déplacements	64
7.2	Transducteurs non diffractants	65
7.3	Résonateurs à ondes de volume	65
7.4	cristaux phononiques à bandes interdites	66
7.5	Interactions entre optique et acoustique	66
7.6	Théorie des ondes	66
8	Insertion dans les équipes de recherche	67
8.1	Janvier 1992 à décembre 1994	67
8.2	Juillet 1995 à janvier 2000	67
8.3	Février 2000 à septembre 2000	68
8.4	Depuis octobre 2000	69
9	Encadrement et co-encadrement d'étudiants	71
9.1	Doctorants	71
9.2	DEA	72
9.3	Stages d'ingénieurs	72
10	Enseignement	73
11	Publications et communications post-doctorales	75
11.1	Liste des publications	75
11.1.1	Internationales avec comité de lecture	75
11.1.2	Nationales avec comité de lecture	76
11.1.3	Didactiques et non référencées	76
11.1.4	Chapitres de livres	77
11.1.5	Compte-rendus de colloques	77
11.2	Liste des communications	79
11.2.1	Conférences sur invitation personnelle	79
11.2.2	Communications à des colloques, avec sélection sur résumés	80

<i>TABLE DES MATIÈRES</i>	5
11.2.3 Communications diverses	82

Chapitre 1

Introduction

Depuis le début de mes travaux de thèse en janvier 1992, et jusqu’au début de l’année 2000, mes recherches ont été effectuées dans le domaine du traitement optique du signal. Depuis, mes principales activités de recherche concernent le domaine de la microsonique, et plus précisément des ondes élastiques guidées ou de surface. Ce changement a correspondu sur le plan personnel à un changement de statut, puisque je suis passé de la fonction de chercheur industriel à Thomson-CSF à celle de chargé de recherche au Centre National de la Recherche Scientifique.

Ce double virage n’est pas si important qu’on pourrait le croire, d’une part parce que la nature de mon travail est restée en fait pratiquement inchangée, et d’autre part du fait des profondes similitudes unissant le traitement optique du signal et la microsonique, cette dernière étant par bien des aspects une forme de *traitement électro-acoustique du signal*. En effet, dans les deux cas les modèles physiques fondamentaux relèvent du schéma classique des ondes, de sorte que nombre de concepts explicatifs se retrouvent quasiment à l’identique : diffraction, diffusion, propagation, transformation de Fourier, dualité temps-fréquence, etc.

Au cours même de ma carrière d’opticien, j’ai été amené plusieurs fois à changer de sujet d’étude, passant de la corrélation optique aux applications des modulateurs spatiaux de lumière, aux capteurs de front d’onde, puis aux impulsions laser femtosecondes. Bien que j’ai conscience que l’on puisse m’accuser d’avoir ”papillonné”, ou de n’avoir abordé que de façon superficielle ces différents sujets, je crois avec le recul avoir tenté de préserver une certaine créativité scientifique, m’engageant sur des voies nouvelles pour mieux retrouver l’enthousiasme initial du doctorant.

Mon approche scientifique des différents problèmes que j’ai abordés a souvent été fondée sur une synthèse de modélisation physique et d’emploi des principes et méthodes du traitement du signal. En effet, un modèle précis des phénomènes impliqués est impératif pour bien représenter la nature physique du signal traité ; il est également à la base d’une simulation numérique pertinente. Par ailleurs, les nombreux schémas du traitement du signal fournissent un cadre fécond pour envisager le traitement optique ou électro-acoustique du signal. Une autre constante de mon approche est l’emploi de l’optimisation numérique afin de tirer au maximum parti d’un concept. De plus en plus, avec l’expérience, mon intérêt se porte cependant sur des aspects plus physiques que mathématiques, et en particulier sur la compréhension de la propagation des ondes dans

les milieux et les structures.

Mes travaux en traitement optique du signal sont résumés dans les chapitres 2 à 5 de ce mémoire. Par signal, j'entends ici une information véhiculée par voie optique, qu'il s'agisse d'une information spatiale (une image) ou temporelle ; dans les deux cas, le signal peut le plus souvent être représenté par l'amplitude et la phase d'une grandeur scalaire. Le traitement repose alors sur le contrôle plus ou moins total qu'il est possible d'exercer sur la propagation de l'onde optique. Au cours de ma thèse, effectuée dans le cadre d'une convention CIFRE entre le Groupe de Physique des Images de Pierre Chavel à l'Institut d'Optique et le Laboratoire Optique et Traitement du Signal animé par Jean-Pierre Huignard au Laboratoire Central de Recherches (LCR) de Thomson-CSF, je me suis intéressé à la corrélation optique, et plus particulièrement au calcul des filtres de corrélation présentés sur les modulateurs spatiaux de lumière ; j'ai été encadré dans ces travaux par Philippe Réfrégier, depuis devenu Professeur des Universités à l'Institut Fresnel de Marseille. Le chapitre 2 propose un court résumé de cette période. A partir de 1995, toujours dans le laboratoire de Jean-pierre Huignard au LCR, j'ai tout d'abord poursuivi ces travaux, ainsi qu'il est exposé au chapitre 3. Peu de temps après, j'ai étudié de nouvelles applications des modulateurs spatiaux de lumière pour le traitement optique du signal, et plus particulièrement un système d'imagerie programmable et un capteur de front d'onde à balayage. Le chapitre 4 résume ces différents travaux. Par la suite, je me suis intéressé au traitement des impulsions laser ultrabrèves, domaine dans lequel le contrôle de la forme temporelle des impulsions présente un intérêt considérable. J'ai étudié plus particulièrement des moyens de contrôler et de mesurer la dispersion des impulsions ultrabrèves, ainsi que le rapporte le chapitre 5.

Dans le domaine de la microsonique, mes travaux au Laboratoire de Physique et Métrologie des Oscillateurs (LPMO) du CNRS sont orientés depuis deux ans vers la compréhension de la propagation des ondes électro-acoustiques (liées aux milieux piézoélectriques) dans les microstructures ; ils sont décrits dans le chapitre 6. Dans le chapitre 7, je présente les perspectives de cette thématique de recherche, et les directions que j'entends prendre dans les années à venir.

Sur le plan de la présentation, les travaux qui sont rapportés dans les chapitres suivants sont généralement exposés d'une façon synthétique, se résumant le plus souvent à une description du problème traité, suivie des résultats principaux. Les développements correspondants sont bien sûr exposés en détail dans les publications dont la liste est donnée au chapitre 11, et je n'ai pas jugé nécessaire de les répéter dans ce mémoire. L'accent est donc mis sur les interrelations entre les différents sujets, et sur la démarche qui a présidée à leur choix et à la façon de les faire aboutir. Sur ce dernier point, les chapitres 8 et 9 apportent un éclairage plus quantitatif, décrivant la nature de mes activités au sein des différentes équipes de recherche auxquelles j'ai participé.

Note sur le système de référence utilisé

Afin de séparer nettement les références aux publications que j'ai écrites ou auxquelles j'ai participé de celles d'autres auteurs, j'ai choisi d'utiliser la convention suivante.

Les publications auxquelles a donné lieu la thèse (chapitre 2) sont référencées sous la forme [TH-yyyy] où yyyy représente l'année de parution. Quand plusieurs publications ont paru la même année, elles sont désignées en ajoutant a, b, ... z à la date. Par exemple, [TH-1994b] désigne la seconde publication de l'année 1994.

Les références aux publications post-doctorales (chapitre 11) reprennent la même convention, mais en précisant la nature de la publication. Leur format est [XX-yyyy], où XX peut prendre les valeurs données dans la table suivante.

- PI Publications internationales avec comité de lecture ;
- PN Publications nationales avec comité de lecture ;
- NR Publications didactiques et non référencées (incluant les brevets) ;
- CL Chapitres de livres ;
- CR Compte-rendus de colloques (*conference proceedings*) ;
- CI Conférences sur invitation personnelle ;
- CC Communications à des colloques internationaux, avec sélection sur résumés ;
- CN Communications à des colloques nationaux, avec sélection sur résumés ;
- CD Communications diverses.

Les références aux travaux d'autres auteurs sont repérées par leur numéro d'apparition présenté entre crochet (par exemple [10]), et sont rassemblées à la fin de ce mémoire.

Chapitre 2

Thèse d'université

2.1 Résumé de la thématique

Après une formation d'ingénieur en optique à l'École Supérieure d'Optique, j'ai préparé de 1992 à 1994 un doctorat de physique, spécialité Optique et Photonique, sous la direction de Pierre Chavel (Institut d'Optique Théorique et Appliquée, Orsay), et sous l'encadrement de Philippe Réfrégier (Laboratoire Central de Recherche de Thomson-CSF, Orsay). Mes travaux étaient financés par une convention CIFRE. J'ai soutenu une thèse de doctorat le 19 décembre 1994, sous l'intitulé **Corrélation optique optimale et application aux architectures cohérentes et incohérentes**.

Le cadre général était celui de la corrélation optique, sujet alors en vogue sous l'impulsion du renouveau apporté par les modulateurs spatiaux de lumière, qui permettaient pour la première fois de réaliser des corrélateurs optiques non seulement reconfigurables mais aussi reprogrammables en partie [1]. Mon travail de thèse a comporté deux parties principales. J'ai d'une part contribué aux algorithmes d'optimisation des filtres de corrélation, et j'ai d'autre part réalisé un corrélateur optique incohérent fonctionnant suivant le principe de la projection d'ombre (*shadow-casting*).

Si les algorithmes de corrélation avaient connu récemment des progrès importants, et permettaient de résoudre efficacement des problèmes difficiles de reconnaissance de formes, ils n'étaient pas nécessairement adaptés à une réalisation optique, du fait qu'ils ne prenaient généralement pas en compte les limitations imposées par les composants de représentation des images, c'est-à-dire les modulateurs spatiaux de lumière [TH-1993b, TH-1995a]. J'ai proposé une technique d'optimisation des filtres de corrélation pour répondre à ce problème. Cette méthode est fondée sur une optimisation multicritère [2, 3], effectuée sous contrainte d'implantation optique [TH-1994b]. J'ai illustré les performances des filtres ainsi obtenus pour les principales classes de corrélateurs optiques [TH-1994d, TH-1995c, TH-1996].

Si les corrélateurs cohérents [4] avaient suscité un intérêt important les années précédant ma thèse, il n'en était pas de même pour l'architecture de corrélation incohérente par projection d'ombre [5, 6, 7, 8, 9]. Une seconde partie de mon travail a été consacrée à une "réhabilitation" de cette architecture à la lumière des nouveaux composants [TH-1993a, TH-1996]. J'ai en particulier étudié très précisément la dégradation de la résolution causée par la diffraction [TH-1997], et montré que dans certaines configura-

tions elle est moins limitante que ce que des analyses précédentes avaient prédit. J'ai appliqué expérimentalement ma méthode d'optimisation multicritère [TH-1995c,TH-1996] en l'adaptant à la corrélation incohérente à travers un schéma bipolaire d'affichage du filtre de corrélation¹, ce qui a conduit à de bonnes caractéristiques de filtrage pour le corrélateur (mesures expérimentales démontrant une excellente correspondance avec la fonction de corrélation numérique équivalente, dans la limite de la dynamique de la caméra CCD) et à la prise d'un brevet.

En parallèle de mes travaux de thèse proprement dits, j'ai collaboré avec Ph. Réfrégier à une analyse théorique de la stabilité des filtres de corrélation [TH-1994c], puis avec Ph. Réfrégier et B. Javidi (*University of Connecticut*) au développement et à l'analyse d'une nouvelle classe de filtres non-linéaires [TH-1994a,TH-1995b].

Ces travaux m'ont permis de développer une double compétence en optique (diffraction, cristaux liquides, polarisation...) et en traitement du signal (filtrage, théorie de la décision, optimisation numérique...).

2.2 Publications auxquelles a donné lieu la thèse

1. [TH-1993a] V. Laude, P. Chavel, et Ph. Réfrégier, "Analyse critique du montage de corrélation optique incohérente par projection d'ombre," in *Opto 93*, ESI publications, 189–196 (Paris, 1993).
2. [TH-1993b] V. Laude, S. Mazé, P. Chavel, et Ph. Réfrégier, "Amplitude and phase coding measurements of a liquid crystal television," *Optics Communications* **103**, 33–38 (1993).
3. [TH-1993c] V. Laude, Ph. Réfrégier, J. P. Huignard et D. Broussoux, "Corrélateur optique," brevet n° FR9304517 (1993).
4. [TH-1994a] Ph. Réfrégier, B. Javidi, et V. Laude, "Non linear joint Fourier transform correlation: an optimal solution for adaptive image discrimination and input noise robustness," *Optics Letters* **19**, 405–407 (1994).
5. [TH-1994b] V. Laude et Ph. Réfrégier, "Multicriteria characterization of optimal Fourier spatial light modulator filters," *Applied Optics* **33**, 4465–4471 (1994).
6. [TH-1994c] Ph. Réfrégier et V. Laude, "Critical analysis of filtering techniques for optical pattern recognition: Are the solutions of this inverse problem stable?," in *Workshop on optical pattern recognition*, Ph. Réfrégier et B. Javidi, eds., SPIE Optical Engineering Press **PM12**, 58–84 (La Rochelle, 1994).
7. [TH-1994d] V. Laude et Ph. Réfrégier, "Characterization of SLM coding domains for optimal implementation of trade-off filters," in *Photonics for processors, neural networks and memories II*, J. L. Horner, B. Javidi et S. T. Kowel, eds., Proc. Soc. Photo.-Opt. Instrum. Eng. **2297**, 60–69 (San Diego, 1994).
8. [TH-1994e] V. Laude, "Corrélation optique optimale et application aux architectures cohérentes et incohérentes," thèse de doctorat (Université Paris XI, Orsay, 1994).
9. [TH-1995a] Ph. Réfrégier et V. Laude, "Spatial fluctuations of optical fields modulated with spatial light modulators and noisy input signals," *JOSA A* **12**, 1338–1345 (1995).
10. [TH-1995b] Ph. Réfrégier, V. Laude et B. Javidi, "Basic properties of nonlinear global filtering techniques and optimal discriminant solutions," *Applied Optics* **34**, 3915–3923 (1995).

1. Ce schéma bipolaire consiste à représenter le filtre de corrélation, ici une image à valeurs réelles, comme la différence de deux images à valeurs réelles positives, contenant respectivement les valeurs positives et négatives. Le produit de corrélation du filtre et de l'image scène est obtenu expérimentalement par soustraction des deux corrélations de l'image scène avec les parties positives et négatives du filtre.

11. [TH-1995c] V. Laude, J.-P. Huignard et Ph. Réfrégier, “Optical implementation of optimal trade-off bipolar filters for the shadow casting incoherent correlator,” in *Optical Implementation of Information Processing*, B. Javidi and J. L. Horner, Eds., Proc. Soc. Photo.-Opt. Instrum. Eng. **2565**, 85–95 (San Diego, 1995).
12. [TH-1996] V. Laude, P. Chavel et Ph. Réfrégier, “Implementation of arbitrary real-valued correlation filters for the shadow-casting incoherent correlator,” *Applied Optics* **35**, 5267–5274 (1996).
13. [TH-1997] V. Laude, “Diffraction analysis of pixelated incoherent shadow casting,” *Optics Communications* **138**, 394–402 (1997).

Chapitre 3

Corrélation optique

La corrélation optique met à profit les propriétés uniques de filtrage spatial des systèmes optiques pour calculer le produit de corrélation de deux images, opération essentielle pour de nombreux problèmes de reconnaissance de formes.

Quand j'ai abordé ce sujet en 1992, les principes étaient connus et démontrés depuis longtemps, mais la disponibilité nouvelle des modulateurs spatiaux de lumière redonnait tout son intérêt au domaine, en permettant la réalisation de corrélateurs programmables et interfacés numériquement. Les problèmes posés concernaient alors une meilleure formulation en termes de traitement du signal des filtres, la compatibilité des solutions théoriques avec les modulateurs spatiaux de lumière et de meilleures performances des corrélateurs optiques.

A partir de 1995, j'ai dans un premier temps poursuivi mes travaux en corrélation optique selon les axes déjà tracés au cours de ma thèse ; ce sont ces travaux que relate ce chapitre.

3.1 Études théoriques (traitement du signal)

3.1.1 Bruit non recouvrant

Dans le cadre de la thèse de François Goudail, menée à l'ENSPM à Marseille et dirigée par Philippe Réfrégier, nous avons étudié l'influence du bruit non recouvrant sur les filtres de corrélation linéaires. La figure 3.1 donne un exemple de bruit non recouvrant. Pour comparaison, la figure 3.2 illustre le modèle de bruit additif fréquemment rencontré. Nous avons en particulier montré que sous certaines conditions d'éclairage relatif du fond par rapport à l'objet recherché dans une scène, les algorithmes de corrélation linéaires pouvaient devenir inopérants [PI-1995]. Ces conditions n'étant pas improbables dans une application réelle, une telle propriété peut représenter un inconvénient sévère à l'emploi de tels algorithmes, conduisant obligatoirement à un raffinement du post-traitement des résultats bruts de la corrélation.

3.1.2 Approche bayésienne

J'avais eu l'occasion au cours de ma thèse de m'intéresser à l'approche dite bayésienne de la théorie des probabilités [10, 11, 12, 13, 14, 15]. Cette approche fournit un



FIG. 3.1 – *Exemple de bruit non-recouvrant. L'objet à reconnaître (l'avion) se découpe sur un fond de sol; étant a priori inconnu, ce dernier peut être assimilé à un bruit.*

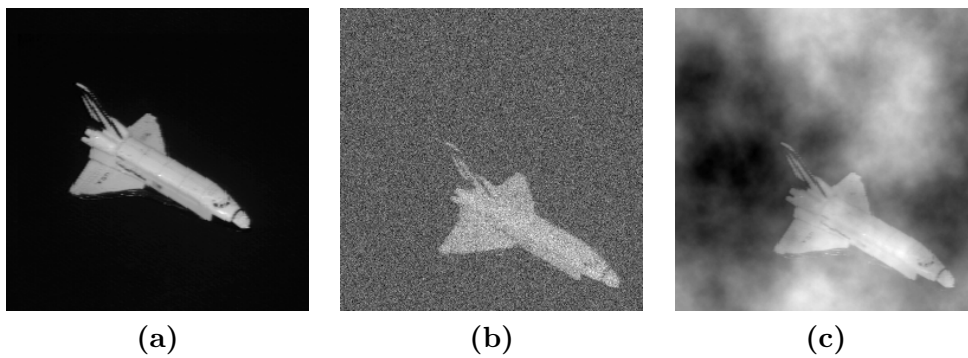


FIG. 3.2 – *Illustration du modèle de bruit additif. (a) Image de référence; (b) Image scène avec 60% de bruit blanc; (c) Image scène avec 60% de bruit coloré simulant un nuage.*

cadre théorique particulièrement adapté à la formulation de problèmes d'inférence et de décision. La théorie bayésienne des probabilités place la formule de Bayes à la base des raisonnements probabilistes ; cette formule peut être écrite dans le cadre de l'estimation de paramètres sous la forme

$$p(\theta|VI) = \frac{p(\theta|I)}{p(V|I)}p(V|\theta I) \quad (3.1)$$

Dans cette formule, I représente toute l'information disponible sur le problème traité, V représente par exemple le résultat d'une mesure effectuée sur un système physique, et θ représente un ensemble de paramètres décrivant l'état du système. La notation $p(A|B)$ représente la probabilité conditionnelle de A sachant B . La formule (3.1) permet de passer de la *vraisemblance* $p(V|\theta I)$ de la mesure supposant un certain état du système¹ à la probabilité *postérieure* $p(\theta|VI)$ qui permet de se faire une idée de l'état du système en fonction de la mesure obtenue, connaissant les probabilités *a priori* à la fois de la mesure et de l'état du système. C'est cette possibilité de réaliser une chaîne d'inférence incluant au fur et à mesure les informations disponibles sur un système, par digestion des probabilités *a priori*, qui est l'intérêt fondamental de la théorie bayésienne des probabilités et en même temps la cause de l'attaque² qu'elle subit depuis ses origines de la part des tenants de la théorie classique des probabilités (celle qui est fondée sur la notion d'ensemble mesurable et les axiomes de Kolmogoroff).

Il m'a semblé intéressant de pouvoir fournir une base théorique aux différentes approches heuristiques habituellement utilisées en corrélation [PI-1997c]. En effet, les plus efficaces des algorithmes de corrélation sont en général obtenus par optimisation d'un critère, ou de plusieurs critères simultanément. Dans ce dernier cas, l'optimisation est bien sûr antagoniste, et elle consiste à réaliser de façon optimale des compromis paramétrés par le poids relatif accordé à chacun des critères. Cependant, il n'est pas évident *a priori* que la corrélation soit l'algorithme le mieux adapté aux problèmes de reconnaissance de formes considérés. Pour donner un fondement plus rigoureux à la corrélation, j'ai proposé [PI-1997c] d'appliquer la théorie de la détection bayésienne à différents problèmes de la reconnaissance de formes, par exemple ceux représentés par les figures 3.1 et 3.2. Dans le cadre de la théorie de l'estimation bayésienne, les paramètres des modèles d'image sont par exemple la position de l'objet recherché, certains angles décrivant son attitude dans la scène, son éclairage, son échelle, mais aussi la présence d'un fond structuré, etc. De façon remarquable, certaines approches heuristiques des filtres de corrélation s'avèrent optimales au sens bayésien, surtout en présence de bruit additif et avec des probabilités *a priori* uniformes pour les paramètres estimés. En présence de bruit non-recouvrant, des combinaisons de fonctions de corrélation ou de leurs carrés doivent être utilisées. Cette conclusion confirme des résultats obtenus précédemment par des approches différentes [16, 17].

1. Cette probabilité est normalement déterminée par le modèle physique utilisé pour décrire le système, et par des hypothèses quant au bruit affectant la mesure.

2. Cette controverse me semble particulièrement stérile et repose avant tout sur des arguments philosophiques plus que scientifiques. La théorie bayésienne des probabilités a depuis longtemps prouvé à la fois sa substance mathématique et sa grande versatilité d'application en physique et traitement du signal. Il était cependant difficile de ne pas la signaler.

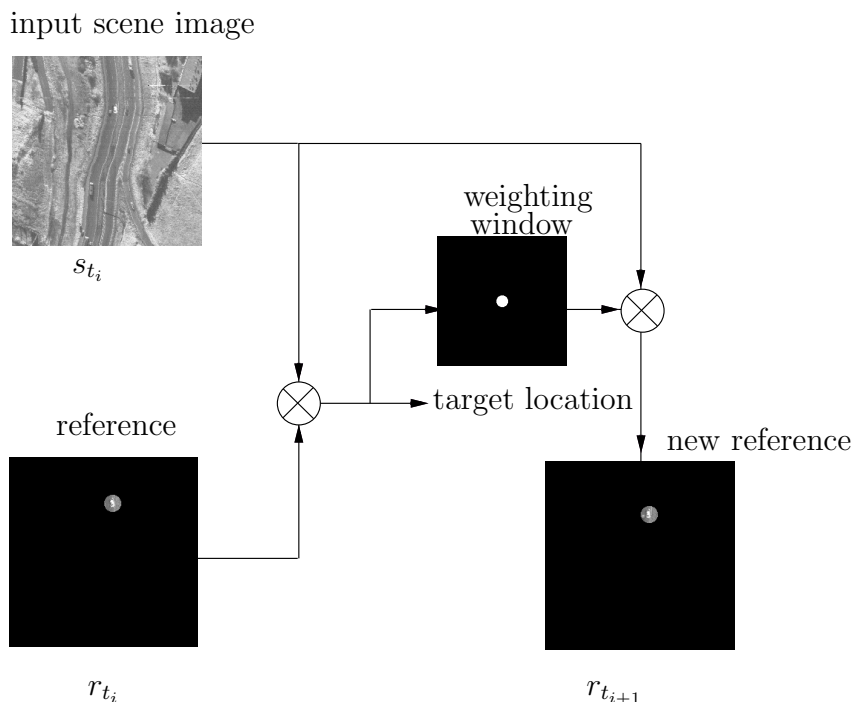


FIG. 3.3 – Algorithme de poursuite dans une séquence d’images fondé sur la corrélation non-linéaire adaptative [CR-1995]. Dans l’exemple présenté, on cherche à suivre la trajectoire d’un véhicule qui est quasiment en limite de portée et n’est défini que par quelques pixels dans l’image scène.

3.1.3 Corrélation non-linéaire pour la poursuite

Avec mon collègue Stéphane Formont, nous avons mis à profit les propriétés d’adaptivité d’une classe de filtres non-linéaires [TH-1994a] pour des applications de poursuite sur des séquences d’images [CR-1995, CR1996d]. Le principe, décrit par la figure 3.3, consiste à profiter de la robustesse de l’algorithme de corrélation non-linéaire aux déformations de l’objet recherché (rotations dans et hors du plan, changement d’échelle, etc.) pour réactualiser l’image de référence à chaque image de la séquence. Connaissant la position estimée à l’instant t , on extrait de l’image scène la nouvelle référence par application d’un masque binaire ; cette référence sera utilisée à l’instant $t + 1$. Avant de calculer la corrélation à l’instant $t + 1$, il est également possible de prédire la position de l’objet à l’aide d’un modèle de sa trajectoire. Cette information peut ensuite être combinée avec l’estimation de position à l’instant $t + 1$ dans un algorithme d’estimation-prédiction de type Kalman, pour améliorer encore la robustesse de la poursuite (par exemple en cas d’images manquantes dans la séquence, ou d’occultation provisoire de l’objet recherché).

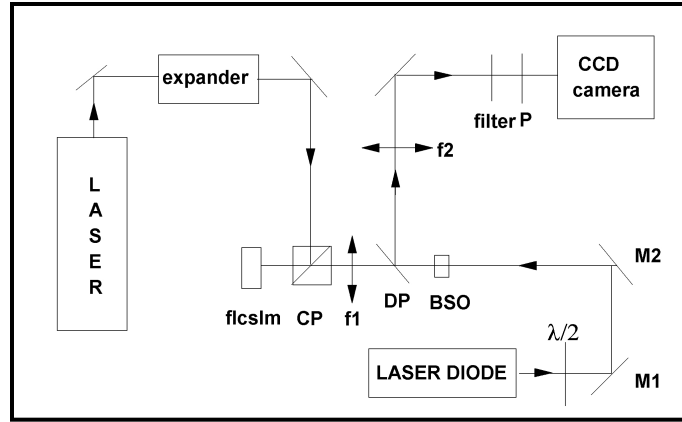


FIG. 3.4 – Corrélateur photoréfractif non linéaire haute cadence [PI-1999e].

3.2 Implantation optique des filtres de corrélation

3.2.1 Filtres non-linéaires optimaux pour la corrélation conjointe

Le but de la thèse de Jérôme Colin, que j'ai encadrée en partie, était la réalisation d'un corrélateur photoréfractif non linéaire haute cadence à partir de réalisations antérieures du laboratoire [18, 19, 20]. Nous avons étendu à la corrélation non linéaire [PI-1999e, CR-1999c, CR-1999d, CR-1999e] la méthode d'optimisation multicritère pour un domaine de codage quelconque que j'avais mise au point au cours de ma thèse pour les filtres de corrélation linéaires [TH-1994b]. La figure 3.4 représente le corrélateur étudié par J. Colin. Celui-ci utilise le principe de la transformée de Fourier conjointe et comporte un écran à cristaux liquides haute-cadence (mais binaire) affichant simultanément l'image scène et le filtre de corrélation. La figure 3.5 montre l'évolution de l'intensité optique détectée par le corrélateur en fonction de la cadence d'utilisation, pour différentes tensions continues appliquées au cristal photoréfractif. Dans le domaine des corrélateurs non linéaires, les expérimentateurs considèrent généralement qu'il n'est pas nécessaire de chercher à optimiser les filtres de corrélation, l'intervention "magique" d'une non linéarité opérant dans un plan de Fourier pourvoyant à une amélioration significative des capacités de discrimination et de robustesse de la reconnaissance d'images. B. Javidi avait donné une analyse théorique [21, 22] expliquant du point de vue optique l'apport de la non linéarité. Avec Ph. Réfrégier et B. Javidi, nous avons étudié cette même question sous l'angle du traitement du signal [PI-1994a]. Pour poursuivre dans cette direction, nous avons montré qu'en tenant compte de la non linéarité dans un plan de Fourier, il était possible de rendre plus versatile le corrélateur en adaptant la méthode d'optimisation multicritère.

3.2.2 Implémentations sous-optimales rapides

Lors d'une collaboration avec un post-doctorant, Anders Grunnet-Jepsen, et ma collègue Sylvie Tonda, nous avons proposé deux approches complémentaires pour l'implantation de filtres adaptatifs dans un corrélateur optique.

Nous avons d'abord montré que les filtres à compromis optimaux pouvaient être

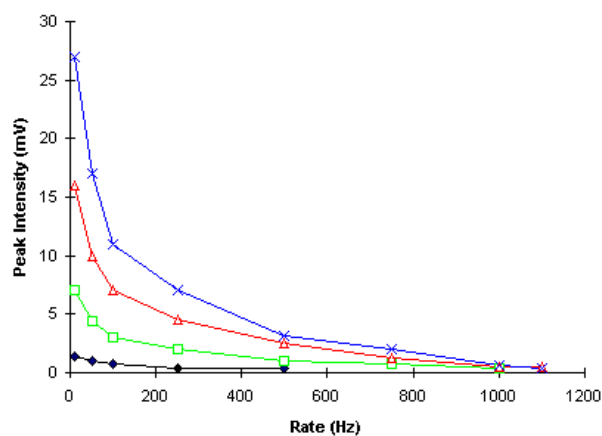


FIG. 3.5 – Évolution de l'intensité optique détectée par le corrélateur de la figure 3.4 en fonction de la cadence d'utilisation, pour différentes tensions continues appliquées au cristal photoréfractif [PI-1999e].

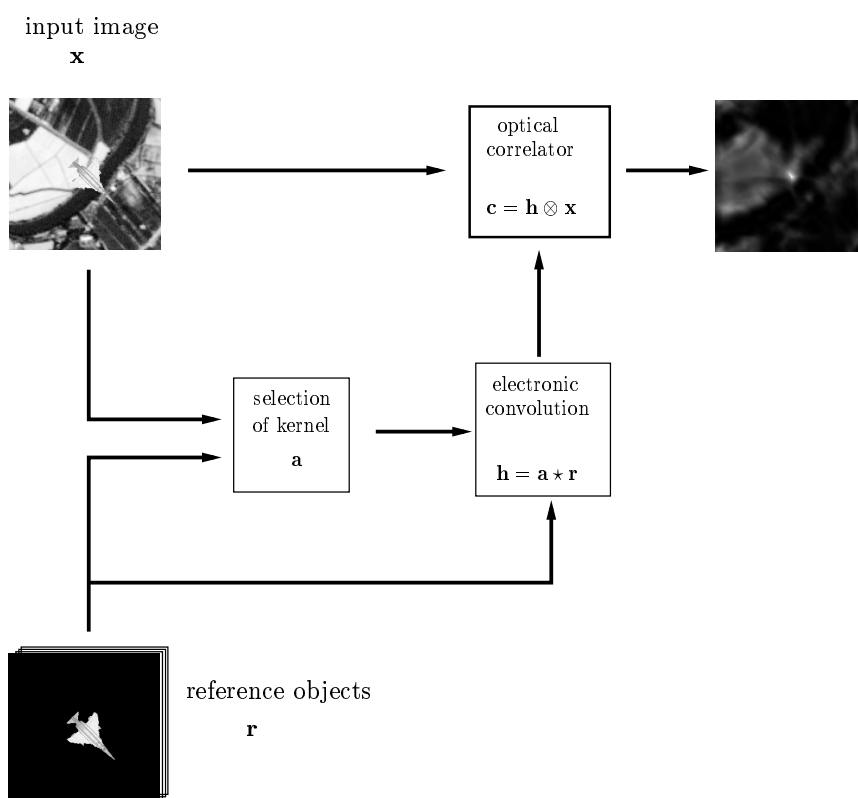


FIG. 3.6 – Approximation des filtres à compromis optimal par convolution des images de références avec un masque de convolution de petite taille, et utilisation dans un corrélateur optique [PI-1996b].

relativement bien approximés par la convolution de l'image de référence avec un noyau de convolution de support étroit, ce qui permet de réduire très significativement la taille de la banque de filtres associée à chaque objet de référence [PI-1996b]. La figure 3.6 schématise ce principe. Les filtres de corrélation sont synthétisés par convolution des images de référence avec un masque de petite taille, par exemple de 7×7 pixels. Cette opération peut être réalisée très efficacement et précisément par un processeur électronique spécialisé ou non. Dans un second temps, ces filtres calculés sont envoyés vers un corrélateur optique, qui permet la mesure du produit de corrélation avec l'image scène. Un tel schéma est bien sûr nettement mieux adapté à un corrélateur représentant les filtres de corrélation dans l'espace image plutôt que dans l'espace de Fourier, puisque dans ce dernier cas il est nécessaire de calculer préalablement la transformée de Fourier des filtres de corrélation.

Nous avons ensuite proposé une méthode d'estimation adaptative de la densité spectrale de l'image d'entrée, ce qui permet de choisir dans une banque le filtre le mieux adapté à la situation rencontrée [CR-1996b,PI-1999b]. Son principe repose sur le fait que nombre de filtres de corrélation, et en particulier les filtres à compromis optimaux, requièrent la connaissance d'une densité spectrale censée représenter celle du bruit. Très souvent, une densité spectrale en loi de puissance ("bruit coloré") à symétrie radiale est employée à cet effet. En nous fondant sur l'analyse d'un certain nombre d'images scènes, nous avons tout d'abord vérifié que la loi en puissance était plausible. Il s'avère que si ce modèle est bon en opérant un moyennage circulaire sur les fréquences spatiales, il ne peut s'appliquer de façon satisfaisante à chaque coupe radiale de la densité spectrale de puissance. Nous avons ensuite estimé par moindres carrés l'exposant de la loi de puissance pour différentes images, et utilisé cette valeur pour la synthèse d'un filtre de corrélation. Si le résultat est meilleur que celui obtenu en choisissant au hasard un exposant de loi de puissance, ce filtrage adaptatif reste cependant inférieur en qualité à certains filtrages non linéaires. Cela s'explique par le fait que le modèle de densité spectrale employé ne représente pas assez bien la densité spectrale de l'image scène.

3.3 Conclusion

La démarche que j'ai suivie dans le cadre de mes recherches en corrélation optique a toujours été de tenter de sortir la problématique du strict cadre de la technologie optique pour la juger en termes de traitement du signal et évaluer son impact objectivement, en dehors d'un parti pris. Au cours de ma thèse et encore par la suite (section 3.2), j'ai abordé le thème de l'implantation optique des filtres de corrélation en partant du principe que les méthodes de corrélation avaient un intérêt intrinsèque indépendamment de leur implantation électronique ou optique, mais que pour que la corrélation optique soit intéressante il fallait encore qu'elle ne restreigne pas trop la classe des algorithmes implantables (par exemple en n'autorisant que des images binaires quand un système électronique admet des images en couleur codées sur plusieurs octets). En définitive, je reste pessimiste sur l'avenir de la corrélation optique face à l'évolution des solutions électroniques numériques. Il n'en reste pas moins que les algorithmes développés seront réutilisables. C'est en particulier le sens des études présentées dans la section 3.1.

Chapitre 4

Modulateurs spatiaux de lumière à cristaux liquides

La corrélation optique n'est pas la seule à bénéficier des propriétés des modulateurs spatiaux de lumière (MSL), qui permettent d'afficher en amplitude et en phase une image programmable [23, 24], et ouvrent de nombreuses possibilités en traitement d'images et en holographie dynamiques [25, 26]. Partant de la mesure de la modulation en amplitude et en phase des modulateurs spatiaux de lumière à cristaux liquides [TH-1993b], au départ développée pour les besoins de la corrélation optique dans le cadre de ma thèse, j'ai mis à profit cet acquis pour proposer des systèmes originaux de pupille active et de mesure des fronts d'onde et en démontrer l'efficacité.

4.1 Domaines de codage

A partir de 1992, dans le cadre de ma thèse et par la suite, je me suis attaché à décrire en termes de traitement du signal les modulateurs spatiaux de lumière. J'ai en particulier discuté l'usage des écrans de télévision à cristaux liquides pour le traitement optique de l'information à travers leurs domaines de codage en amplitude et en phase [TH-1993b, TH-1994b, CI-1997]. J'ai notamment montré l'extrême importance que revêt la forme géométrique du domaine de codage dans le plan complexe sur les qualités de filtrage des corrélateurs de type Vander Lugt [TH-1994b]. En effet, l'affichage

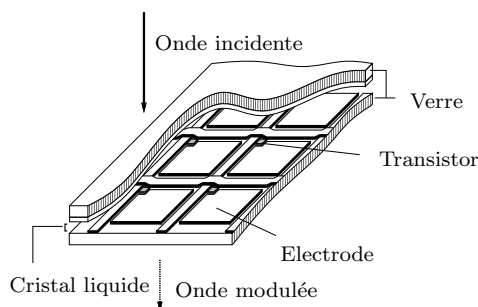


FIG. 4.1 – Structure schématique d'un écran à cristaux liquides utilisé comme MSL.

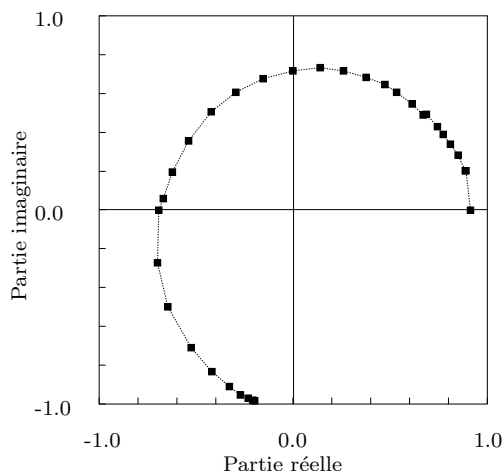


FIG. 4.2 – Exemple expérimental de domaine de codage en amplitude et phase. La transmission est représentée dans le plan complexe complexe, chaque point correspondant à un niveau de gris différent. Ces mesures ont été effectuées pour un écran de type TV à cristaux liquides, pour une longueur d'onde de 632.8 nm. L'écran est entouré de deux polariseurs, dont l'orientation a été optimisée pour obtenir une modulation majoritairement en phase [PI-1998].

d'une image en amplitude et en phase (par exemple une transformée de Fourier) passera nécessairement par une étape de quantification (par exemple une projection euclidienne sur le domaine de codage). Cette observation reste pour l'essentiel vraie pour les autres applications des MSL.

L'approche la plus courante dans le domaine du traitement du signal optique à l'aide de modulateurs spatiaux de lumière est généralement de réaliser ou de se procurer un MSL, puis de déterminer des applications en fonction des caractéristiques de celui-ci : modulation binaire ou à niveaux de gris, cadence d'affichage, etc. Cette façon de procéder, quoique pragmatique, m'a toujours semblé desservir la cause qu'elle est censée servir, en morcelant les études et en ne proposant aucune alternative crédible au traitement du signal tout numérique. Car la question essentielle est plutôt celle-ci : y a-t-il un réel apport du traitement optique (analogique) du signal, et au prix de quels compromis ? Il me semble qu'il faut ici distinguer deux situations. Pour certaines applications du traitement optique du signal, il n'existe pas de contrepartie électronique du système de traitement, car par nature le signal traité est réellement optique. C'est par exemple le cas des capteurs de front d'onde décrits plus loin. Dans d'autres applications du traitement optique du signal, l'intervention de l'optique n'a pour but ultime que de proposer une représentation possible du signal à traiter, *a priori* commode ou permettant potentiellement un traitement plus rapide. C'est le cas des corrélateurs optiques, qui s'insèrent dans le vaste domaine du traitement des images en tant que systèmes de traitement spécialisés. Dans le premier cas, l'intérêt du système de traitement optique du signal est intrinsèque, mais il reste à déterminer les meilleurs composants, et en particulier les propriétés souhaitables pour les MSL. Dans le second cas, il faut en plus démontrer que le système de traitement optique présente des avantages décisifs sur les systèmes de traitement électroniques concurrents. Le faible nombre de corrélateurs optiques disponibles commercialement et utilisés pour de vraies applications montre à

l'envi que cela reste une gageure !

Il n'en reste pas moins qu'il est essentiel de déterminer précisément le domaine de codage des MSL, et que la qualité de cette mesure préalable conditionnera directement les performances des traitements qu'il sera possible de réaliser. Je me suis attaché tout spécialement aux méthodes de mesure du codage des écrans à cristaux liquides. Les méthodes que j'avais employées au cours de ma thèse présentaient deux inconvénients principaux :

- Si la mesure de la modulation en amplitude est aisée et précise, la mesure de la modulation de phase à l'aide d'un interféromètre de type Mach-Zehnder est plutôt lourde à mettre en œuvre et relativement peu précise ;
- La mesure directe de l'amplitude et de la phase présente l'inconvénient que ces quantités varient rapidement et de façon difficilement prévisible avec les orientations des polariseurs.

Pour les besoins du système de pupille active décrit plus loin, j'ai mis au point une stratégie de mesure utilisant les trois ingrédients essentiels suivants [PI-1998,CL-1999] :

- La mesure de la modulation de phase par la réponse du MSL à une mire dite de Ronchi (une image présentant alternativement une ligne d'un niveau de gris donné puis une ligne d'un autre niveau de gris) [27] ;
- L'estimation des coefficients de la matrice de Jones du MSL pour chaque niveau de gris, ce qui permet une description de la modulation indépendamment des orientations des polariseurs (et même de leur présence ou non) [28] ;
- L'utilisation de mesures redondantes pour plusieurs orientations des polariseurs afin de stabiliser l'estimation des paramètres par une méthode de moindres carrés ;
- L'usage d'une forme théorique pour la matrice de Jones, déduite de considérations physiques, et assurant en particulier la conservation de l'énergie.

Cette procédure m'a permis de déterminer très précisément le domaine de codage [PI-1998], mais également de prévoir la modulation réalisée dans des conditions d'orientation des polariseurs pour lesquelles je n'avais pas fait de mesures, et ainsi en particulier d'obtenir la meilleure configuration de quasi modulation de phase (par définition la configuration pour laquelle la modulation d'amplitude est la plus limitée), représentée sur la figure 4.2.

4.2 Pupille active

4.2.1 Principe

Il est bien connu que pour un système optique d'imagerie, qu'il soit cohérent ou incohérent, les propriétés de formation d'image sont imposées par la pupille du système. Un système optique en général possède plusieurs plans pupille, dont certains peuvent être virtuels ; tout plan pupille réel est par principe accessible et éventuellement modifiable par des transparences ou un diaphragme. Dans le cadre de l'approximation paraxiale de l'optique géométrique ou de Fourier, l'action de filtrage de cette pupille peut être représentée par une fonction scalaire à valeurs complexes, exprimée dans le domaine des fréquences spatiales, qui est la fonction de transfert du système optique. Pour un système

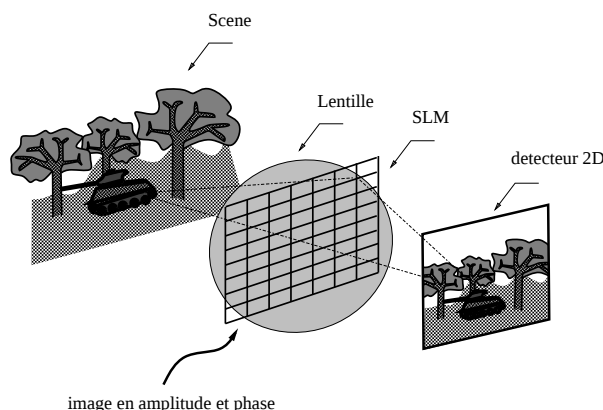


FIG. 4.3 – Schéma de principe d'une pupille active.

optique classique, cette fonction pupille est binaire, de transmission unité à l'intérieur d'un masque et nulle à l'extérieur.

J'ai proposé et démontré [PI-1998] le principe d'une pupille active, par lequel un modulateur spatial de lumière, par exemple à cristaux liquides, placé dans un plan pupille d'un système d'imagerie permet de modifier à volonté la fonction de transfert de celui-ci (Fig. 4.3). Ce principe généralise un certain nombre de travaux antérieurs [29, 30, 31, 32, 33, 34]. La fonction pupille est alors arbitraire, mais limitée au voisinage du point de fonctionnement défini par l'optique en l'absence du MSL. Comme on le verra plus loin cette limitation est due à deux effets principaux, l'un lié à l'échantillonnage nécessairement fini des fonctions pupille, et l'autre à leur quantification sur le domaine de codage.

Bien qu'il puisse y avoir en théorie des applications nécessitant le contrôle en amplitude de la fonction de transfert, par exemple pour réaliser une apodisation de la réponse percussionnelle, la plupart des applications potentielles d'une pupille active requièrent un contrôle en phase. Prenons pour exemple les figures 4.4 et 4.5. Sur la figure 4.4, l'image qui est affichée sur le MSL est une rampe de phase ; elle apparaît sur la figure en niveaux de gris car c'est cette information qui est transmise au MSL, qui la convertit suivant le domaine de codage de la figure 4.2 (modulation de quasi phase dans ce cas). La périodicité est causée par le fait que la dynamique de modulation demandée excède celle du MSL. Les deux images expérimentales d'une mire qui suivent montrent le déplacement de $400\ \mu\text{m}$ produit ; elles ont été obtenues en éclairage monochromatique mais spatialement incohérent. Le déplacement est certes relativement faible, mais est réalisé sans aucun déplacement mécanique, tel que le ferait un miroir galvanométrique. Il faut noter également que les cristaux liquides ne requièrent que de faibles tensions (quelques volts) en comparaison aux modulateurs électro-optiques ou acousto-optiques. La figure 4.5 montre l'effet d'une lentille de Fresnel, qui est ici de relativement longue distance focale, mais permet une mise au point continue par ajustement de la puissance de la lentille. Ces deux exemples illustrent les deux fonctions les plus simples, mais aussi les plus génériques, que permet une pupille active. Elles peuvent bien évidemment être combinées entre elles, et avec des fonctionnalités plus évoluées [PI-1998,NR-1997,CL-1999]. On notera également la présence de répliques décalées ("fantômes"), d'intensité

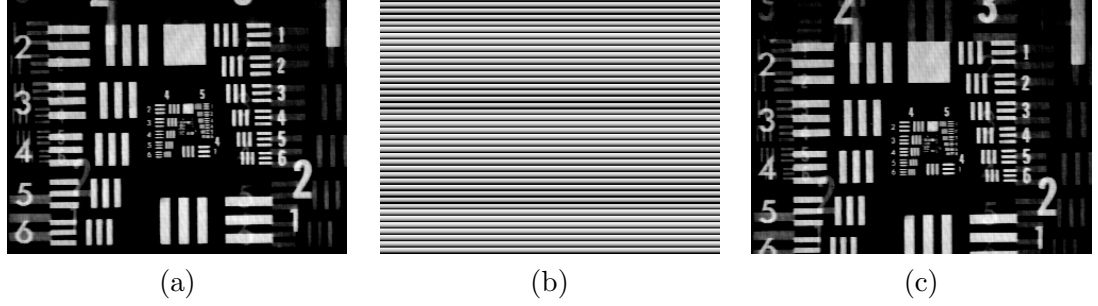


FIG. 4.4 – Déplacement d'image variable sans déplacement mécanique; (a) image d'une mire utilisée pour les tests; (b) image de phase présentée sur le modulateur spatial de lumière (phase représentée en niveaux de gris); (c) image de la mire déplacée de $400\ \mu\text{m}$ vers le bas (les pixels du CCD font environ $10\ \mu\text{m}$) [PI-1998].

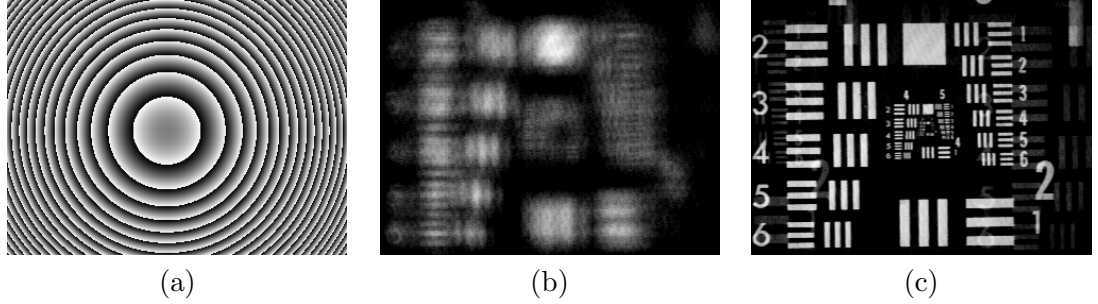


FIG. 4.5 – Mise au point variable sans déplacement mécanique; (a) image de phase présentée sur le modulateur spatial de lumière (phase représentée en niveaux de gris); (b) image d'une mire dans le plan focal de l'objectif d'imagerie; (c) même image en rattrapant manuellement la mise au point, démontrant la modification de la distance focale causée par l'image de phase sur le MSL [PI-1998].

plus faible que celle de l'image centrale, dues à la pixélisation de la fonction pupille.

4.2.2 Échantillonnage et quantification

Nous avons dit plus haut que deux effets limitaient la dynamique de la pupille active à cristaux liquides.

- L'échantillonnage de la fonction pupille doit bien sûr suivre la disposition des pixels du MSL. Les MSL à cristaux liquides actuels sont habituellement disponibles dans des résolutions de type VGA (640×480 pixels) à XGA (1024×768 pixels), la tendance allant dans le sens de l'augmentation du nombre de pixels¹. La conséquence principale de la pixélisation est le partage de l'énergie incidente entre des ordres de diffraction, énergie dont l'ordre central reçoit néanmoins la part la plus grande. L'ordre central étant l'ordre utile (par opposition à l'holographie qui utilise généralement une porteuse), l'échantillonnage se traduit en

1. Ces MSL sont quasiment identiques aux viseurs des appareils photographiques numériques ou aux petits écrans à cristaux liquides des projecteurs vidéo.

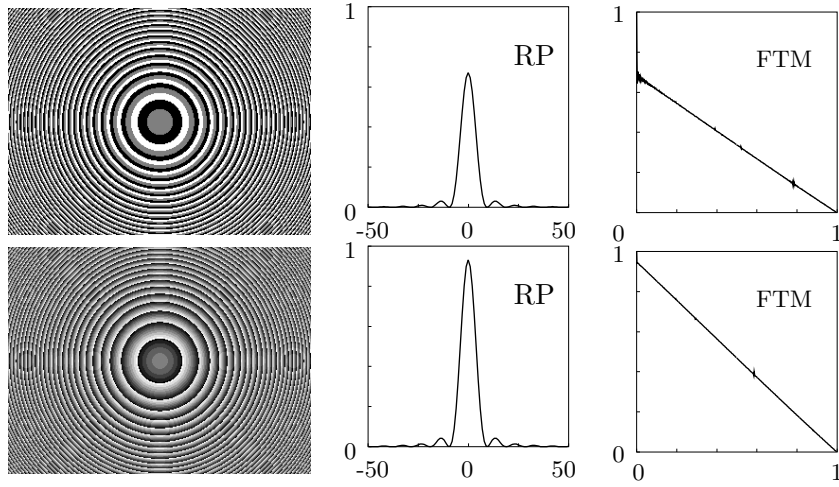


FIG. 4.6 – Exemple de simulation de la réponse percussionnelle (PSF) et de la fonction de transfert de modulation (FTM) d’une pupille active. L’exemple considéré est celui d’une lentille de Fresnel affichée avec 3 (première ligne) ou 8 (seconde ligne) niveaux de phase. L’axe des abscisses des PSF est gradué en microns [PI-1998].

première analyse par une perte lumineuse. Cette perte est d’autant plus faible que le taux d’ouverture de l’écran est important. Il faut noter que l’échantillonnage ne détériore pas la résolution pour une fonction de type prisme (si on ne considère pas simultanément la quantification), mais qu’il limite la puissance des lentilles de Fresnel puisque celles-ci présentent des fréquences spatiales d’autant plus fines que la distance focale est courte.

- La quantification est une opération nécessaire pour représenter une fonction à valeurs complexes à l’aide d’un nombre fini de points de codage distincts dans le plan complexe. Son effet principal est de générer des fantômes, tout à fait analogues à ceux des réseaux de diffraction gravés, provenant du fait qu’une erreur de phase périodique est commise à chaque fois qu’une même valeur complexe doit être affichée. J’ai donné [PI-1998] l’expression théorique de l’efficacité de diffraction perdue dans les fantômes pour un domaine de codage quelconque, en me fondant sur la méthode de Dallas [35].

Afin d’illustrer ces concepts, la figure 4.6 présente des simulations numériques de la réponse percussionnelle et de la fonction de transfert de modulation (FTM) dans le cas d’une même lentille de Fresnel codée avec 3 ou 8 niveaux de phase.

Dans le cas d’une source de lumière blanche et non plus monochromatique s’ajoute un type additionnel de quantification lié au fait que la remise à zéro de la phase (modulo la profondeur de modulation du MSL) dépend de la longueur d’onde. L’erreur périodique de quantification d’origine chromatique se traduit elle aussi par l’apparition de fantômes. Il faut noter que ce chromatisme de quantification est par nature très différent du chromatisme habituel des éléments optiques. La figure 4.7 montre des exemples expérimentaux d’images obtenues en lumière blanche et filtrée. On peut noter la disparition des ordres de diffraction autres que l’ordre central : cette disparition apparente est en fait une conséquence du flou affectant la position des ordres de diffraction

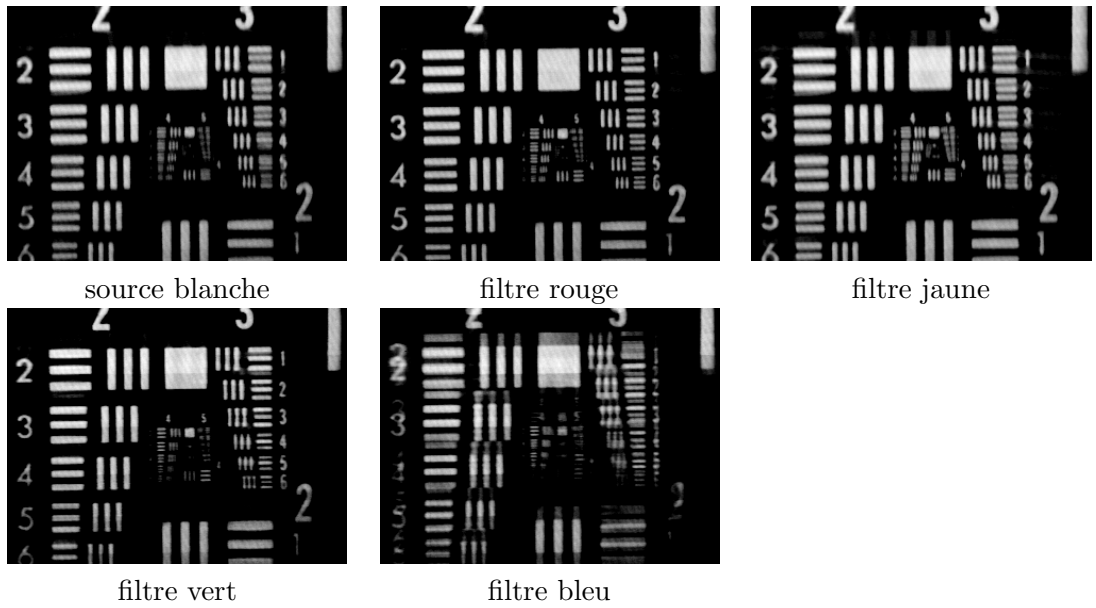


FIG. 4.7 – Exemples d’images obtenues avec la pupille active en lumière blanche. La source blanche est une lampe halogène, éventuellement filtrée. L’image sur le MSL correspond à un déplacement vertical de $400\ \mu\text{m}$ [PI-1998].

d’ordre non nul (“fantômes”); cette position est en effet directement proportionnelle à la longueur d’onde.

4.2.3 Traitement d’images optique

Un aspect important de la pupille active est que la fonction réalisée sur la réponse percussionnelle n’est pas pixélisée, bien que la fonction pupille le soit. Cela implique que le déplacement de l’image, ou sa mise au point, ou toute autre opération, sont réalisés de façon continue. Cette situation contraste avec le traitement classique (numérique) des images représentées comme des matrices de pixels. J’ai donc proposé d’utiliser une pupille active pour réaliser un traitement réellement optique des images [CR-1997b, CL-

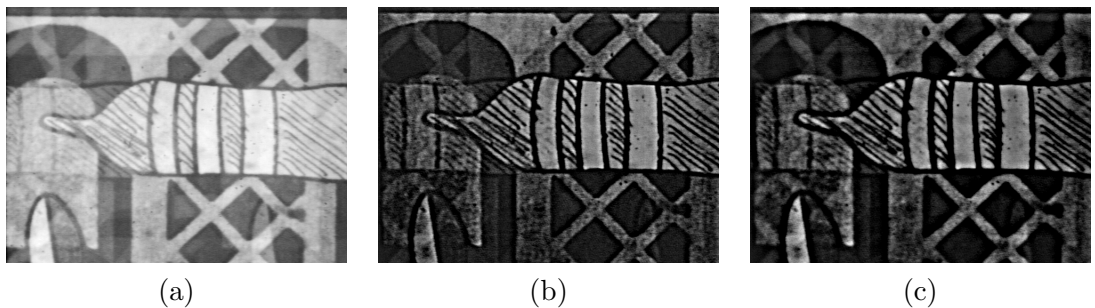


FIG. 4.8 – (a) image de 640×480 pixels utilisée pour les expériences de traitement d’image optique; (b) et (c) filtrage passe-haut, respectivement pour 1% and 2% de défocalisation [CR-1997b].

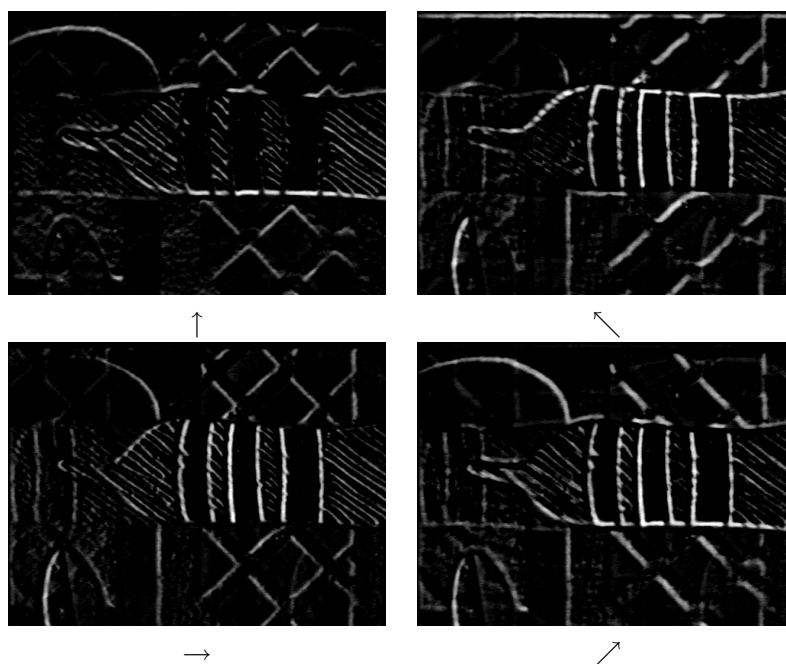


FIG. 4.9 – Résultats expérimentaux de détection de contour directionnelle optique. Les directions d'analyse sont indiquées par des flèches sous les images, et correspondent à un déplacement de $80\ \mu\text{m}$ sur la caméra CCD [CR-1997b].

1999]. Un traitement très couramment utilisé consiste par exemple d'appliquer un léger flou sur une image pour l'adoucir (filtrage passe-bas). Ce filtrage peut être aisément réalisé en appliquant un léger défaut de mise au point par une lentille de Fresnel affichée sur un MSL. Pour réaliser un filtrage passe-haut au contraire, il est possible d'enregistrer l'image nette, puis de lui soustraire une version rendue floue d'elle-même, et enfin de réaliser numériquement une soustraction pondérée pixel à pixel de ces deux images. C'est ce qu'illustre la figure 4.8.

Un autre exemple de traitement d'image classique est le problème de la détection des contours. Cette opération (dans une version simple) peut être réalisée optiquement à l'aide d'une pupille active. Pour obtenir une détection directionnelle des contours, il suffit en effet de soustraire deux images de la même scène décalées l'une par rapport à l'autre. Ce principe est illustré par la figure 4.9. L'intérêt de cette opération est avant tout illustratif, mais un point important est que l'épaisseur des contours peut être imposée de façon arbitraire, ce qui est nettement moins facile numériquement.

4.2.4 Micro-balayage d'un capteur matriciel

Une autre application possible de la pupille active est la possibilité d'améliorer artificiellement la résolution d'un capteur matriciel d'image [36, 37, 38]. Pour cela, considérons un système optique de formation d'image ayant une réponse percussionnelle plus petite que la taille des pixels. Il est évident que la résolution finale des images est déterminée par la taille des pixels du capteur, bien que le système puisse intrinsèquement permettre une résolution meilleure. En plaçant une pupille active, il est possible de faire un micro-

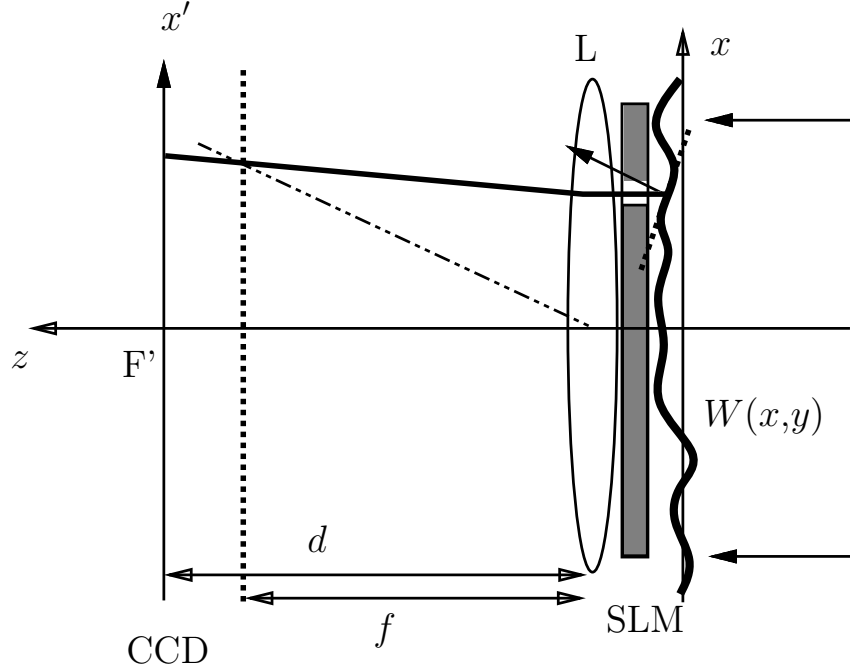


FIG. 4.10 – Principe du capteur de front d'onde de type Hartmann à balayage [PI-1999f]. Le front d'onde incident est échantillonné par un masque programmable sur un MSL de façon séquentielle.

balayage de l'image, c'est-à-dire de produire des décalages sub-pixel. A partir de poses en nombre suffisant toutes affectées d'un décalage différent, il est possible par déconvolution de reconstruire une image de résolution supérieure à celle du capteur. Si par exemple on utilise 16 imagerie décalées horizontalement et verticalement de quarts de pixel, il est possible de reconstruire une image de résolution 4 fois supérieure à celle du capteur matriciel. Avec Carine Dirson, nous avons montré expérimentalement la faisabilité de ce principe, et présenté différents exemples de reconstruction [PI-1999d].

4.2.5 Caractérisation de la détection hétérodyne

Dans le cadre des travaux de thèse de Dominique Delautre, débutés fin 1997, et dont le but est d'étudier une nouvelle technique de détection hétérodyne grand-champ, nous avons utilisé une pupille active pour simuler les effets de la turbulence atmosphérique et des différents défauts de phase qui peuvent affecter la mesure [39, 40, 41]. Nous avons par exemple généré des images de phase représentant des réalisations d'un bruit d'une densité spectrale donnée par la loi de Kolmogoroff pour étudier statistiquement la résistance de la détection hétérodyne aux turbulences atmosphériques [PI-1999c, CR-1999a, CR-1999c].

4.3 Capteur de front d'onde

Sur la base d'une idée de Jean-Pierre Huignard, j'ai développé depuis 1998 et avec l'aide de Carine Dirson puis de Ségolène Olivier un nouveau capteur de front d'onde, baptisé *Hartmann wavefront scanner* [PI-1999f,PI-2000c,CR-2000g]. Fondé sur le principe du test de Hartmann [42, 43, 44], ce capteur utilise un modulateur spatial de lumière pour échantillonner de façon séquentielle un front d'onde incident (Fig. 4.10), ou plus précisément les pentes locales du front d'onde. En comparaison aux capteurs concurrents, notamment le capteur de Hartmann-Shack [42], notre capteur présente un plus grand rapport dynamique sur sensibilité, qui est directement lié aux distances focales d'observation nettement supérieures à celles d'une matrice de micro-lentilles. Cependant, du fait de son caractère séquentiel, l'acquisition est moins rapide. Le dispositif peut être vu comme réalisant un compromis favorisant la précision par rapport à la cadence d'acquisition. Ce dispositif a fait l'objet d'un brevet [NR-1998].

Une fois les pentes locales au front d'onde estimées suivant deux directions orthogonales, le front d'onde est reconstruit par une méthode des moindres carrés, suivant une méthode le plus souvent employée pour les capteurs de front d'onde de type Hartmann [45, 46, 47, 48]. Le front d'onde est représenté par une somme tronquée de polynômes orthogonaux sur la pupille considérée (polynômes de Legendre pour une pupille rectangulaire, polynômes de Zernicke pour une pupille circulaire). Ce sont les coefficients de ce développement qui sont obtenus en minimisant une fonction d'erreur par comparaison aux mesures.

La figure 4.11 montre un exemple de mesure et de reconstruction dans le cas d'une lentille de correction de vue à foyer variable.

4.4 Conclusion

Les modulateurs spatiaux de lumière peuvent avoir un impact en dehors de leur domaine de prédilection : l'affichage des images. La possibilité de modifier la phase en particulier permet de les employer dans un plan de Fourier (ou un plan pupille) en apportant de nouvelles fonctionnalités. En ce sens, ils peuvent apporter un plus à tous les systèmes optiques classiques, en les rendant programmables au moins en partie. En ce qui concerne les capteurs de front d'onde, ils permettent des fonctions d'échantillonnage qui n'ont pas encore été pleinement exploitées.

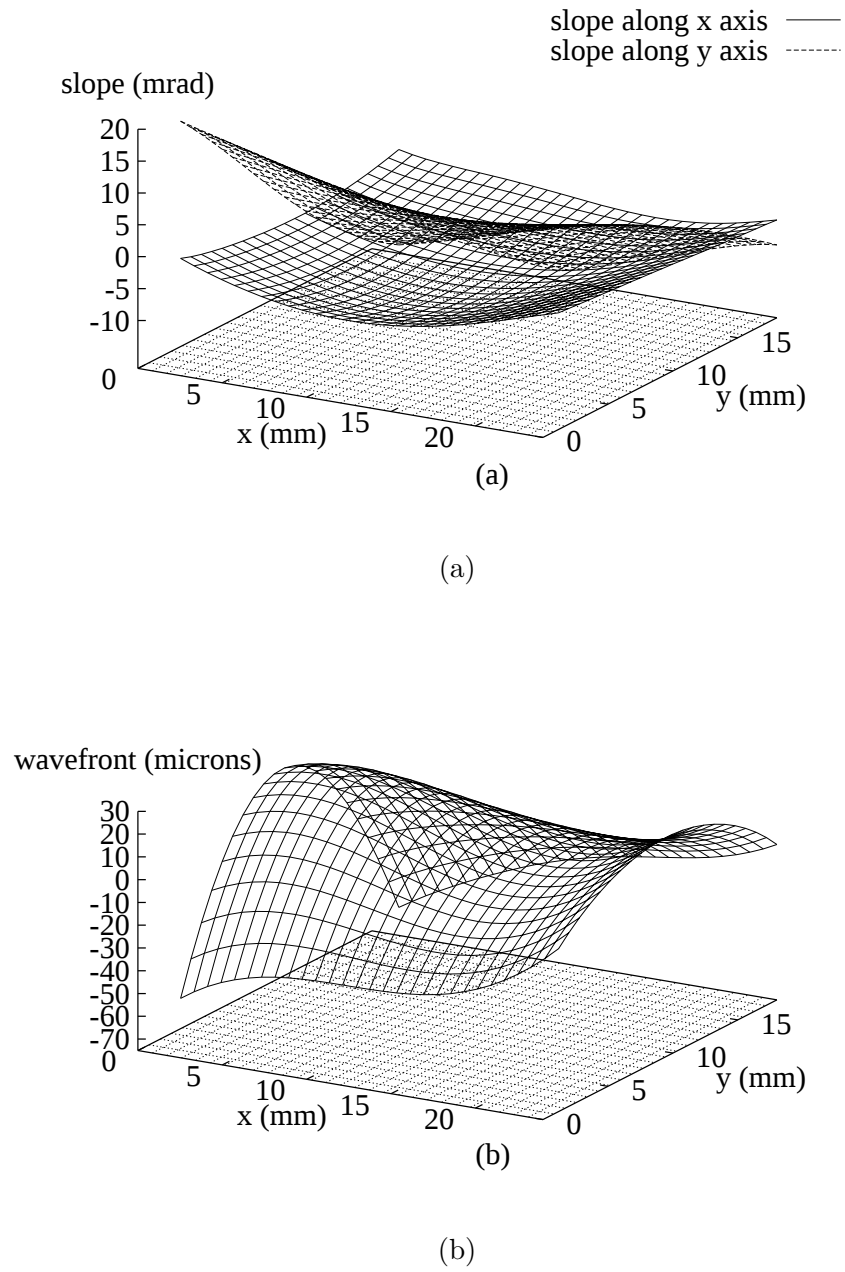


FIG. 4.11 – Exemple d'un front d'onde mesuré avec le Hartmann wavefront scanner; (a) pentes mesurées selon deux directions; (b) front d'onde reconstruit sur la base des polynômes de Legendre [PI-1999f].

Chapitre 5

Propagation des impulsions laser ultrabrèves

Le domaine des impulsions laser ultrabrèves, dont la durée varie de quelques femtosecondes à quelques centaines de femtosecondes ($1 \text{ fs} = 10^{-15} \text{ s}$), est extrêmement vaste et concerne de nombreux chercheurs dans le monde. Il est possible de s'y spécialiser dans la physique des lasers, dans la génération d'harmoniques, dans des expériences fondamentales, etc. J'ai choisi de me concentrer sur les aspects temps-fréquence de ces impulsions, dans le but de modifier leurs caractéristiques au cours de leur propagation ; cette démarche temps-fréquence présente de nombreuses analogies avec le langage espace-fréquence spatiale utilisé pour étudier la propagation des ondes planes monochromatiques.

5.1 Temps de groupe superluminaux

En collaboration avec Pierre Tournois, à partir de 1996, nous avons étudié les implications physiques des temps de groupe superluminaux. Notre but était de confronter le principe de causalité d'Einstein pour la vitesse de propagation d'une information optique à quelques cas extrêmes. En effet, s'il est relativement bien connu qu'au voisinage d'une raie d'absorption la vitesse de groupe peut excéder la vitesse c de la lumière dans le vide (ce phénomène est appelé dispersion anormale dans les livres), il existe d'autres situations dans lesquelles ce phénomène peut intervenir sans que l'atténuation joue nécessairement.

5.1.1 Vitesse et temps de groupe

Précisons tout d'abord ce que sont la vitesse de groupe et le temps de groupe pour une impulsion cohérente à spectre large, ou de façon équivalente une impulsion courte. Considérons le champ électrique $E(\mathbf{r} = 0, t)$ associé à une onde électromagnétique à l'origine de l'espace. Par transformée de Fourier, il est aisé de définir le spectre de cette impulsion suivant

$$E(\mathbf{r} = 0, t) = \frac{1}{2\pi} \int \tilde{E}(\omega) \exp(j\omega t) d\omega \quad (5.1)$$

Supposons que cette impulsion traverse un certain milieu. Connaissant la réponse de ce milieu à des ondes planes monochromatiques (la relation de dispersion), l'impulsion devient au cours de sa propagation

$$E(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2\pi} \int \tilde{E}(\omega) a(\omega) \exp(j(\omega t - \phi(\omega))) d\omega \quad (5.2)$$

où $a(\omega)$ est l'atténuation spectrale et $\phi(\omega) = \mathbf{k}(\omega) \cdot \mathbf{r}$ est la phase accumulée au cours de la propagation. La vitesse de phase est classiquement définie par $v(\omega) = \omega/k(\omega)$, et la vitesse de groupe par $v(\omega) = \partial\omega/\partial k(\omega)$; le temps de groupe est défini par convention par $t_g(\omega) = \partial\phi(\omega)/\partial\omega$. On montre alors généralement par un argument de phase stationnaire qu'en l'absence d'atténuation et pour une impulsion à spectre relativement étroit¹ (et donc relativement peu courte!), la vitesse de groupe correspond à la vitesse à laquelle l'énergie se propage. On peut cependant donner un sens plus explicite à cette affirmation à l'aide des propriétés de la transformée de Fourier. On peut en effet montrer que

$$\bar{t} = \frac{\int t |E(\mathbf{r}, t)|^2 dt}{\int |E(\mathbf{r}, t)|^2 dt} = \frac{\int t_g(\omega) |\tilde{E}(\omega) a(\omega)|^2 d\omega}{\int |\tilde{E}(\omega) a(\omega)|^2 d\omega} \quad (5.3)$$

ce qui signifie que la moyenne temporelle d'arrivée de l'impulsion (de son énergie) est la moyenne spectrale du temps de groupe pondérée par le spectre de l'impulsion. Une telle expression donne non seulement un sens physique plus précis au temps de groupe, en s'affranchissant de la méthode de la phase stationnaire, mais elle fournit de plus un moyen pratique pour tester une violation éventuelle de la causalité, par le calcul explicite d'un temps moyen d'arrivée de l'impulsion².

5.1.2 Guides d'onde de type métal-diélectrique

Nous avons tout d'abord étudié la propagation dans des guides d'onde optiques composés de métaux et de diélectriques [PI-1997a], tels que représentés sur la figure 5.1. L'intérêt essentiel de considérer des métaux est ici que leur constante diélectrique aux fréquences optiques est négative, offrant un contraste de signe avec les diélectriques. Pour les structures de la figure 5.1, nous avons obtenu analytiquement la forme spatiale des modes ainsi que leur relation de dispersion. A partir de ces informations, nous avons pu obtenir les conditions d'existence des modes guidés, et la valeur de leur vitesse de groupe. Ces résultats sont illustrés par la figure 5.2, qui montre en particulier l'existence de modes guidés pour lesquels la vitesse de groupe est négative. La signification physique de cette propriété n'est cependant pas contradictoire comme on pourrait le croire au premier abord : cela signifie simplement que l'énergie se propage en sens inverse de la phase. Les oscillations des ondes (données par la phase spectrale) sont donc inversées par rapport aux ondes usuelles dont la vitesse de groupe est positive. Il n'y a ici aucune violation de causalité.

1. En fait, une impulsion pour laquelle le développement de Taylor à l'ordre 2 de la phase spectrale par rapport à la fréquence est valable.

2. C'est bien entendu seulement une façon possible de définir un critère de violation de la causalité, puisqu'au lieu d'un temps moyen on peut considérer le temps du maximum de l'impulsion, ou toute autre mesure du temps de propagation d'un signal.

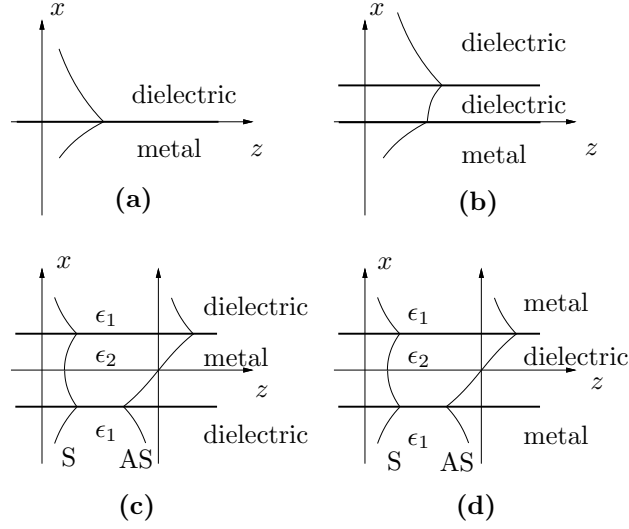


FIG. 5.1 – Guides d'onde optiques métal-film et leurs modes *TM* symétriques (*S*) et anti-symétriques (*SA*) associés : (a) plasmon de surface ; (b) métal-clad ; (c) métal-film ; (d) optical strip-line [PI-1997a].

5.1.3 Interféromètres frustrés

Les interféromètres optiques de type Fabry-Perot (FP)[49] et Gires-Tournois (GT)[50] sont des interféromètres à ondes multiples présentant des propriétés étonnantes pour le temps de groupe, notamment quand ils sont utilisés en régime frustré, c'est-à-dire au delà de l'angle de réfraction limite. Un Fabry-Perot devient dans ce cas en quelque sorte une structure à effet tunnel, qui laisse passer d'autant moins d'énergie que son épaisseur relative à la longueur d'onde est grande. Cependant, dans certaines conditions, Tournois [51] a montré que le temps de groupe à la traversée de l'interféromètre de FP devient négatif. Ainsi, il apparaît que certaines composantes spectrales violent non seulement la causalité, mais sortent de l'interféromètre avant même d'y être entrées ! Nous avons montré [CR1997a, CI1998] que ce paradoxe apparent tient également si l'on considère un critère tel que celui défini par l'équation (5.3). En effet, toute impulsion courte possédant un spectre large, le temps de groupe doit être moyenné sur le spectre pour définir le temps de transit de l'impulsion ; dans certaines conditions nous avons réussi à choisir un spectre tel que ce temps de groupe moyen reste globalement négatif. Néanmoins, si l'on trace l'enveloppe de l'impulsion, et que l'on compare celle-ci à l'enveloppe de l'impulsion qui aurait traversé une épaisseur de vide équivalente à l'épaisseur de l'interféromètre, on s'aperçoit que la première reste entièrement contenue dans la seconde. Je ne montre pas d'exemple numérique ici, mais le résultat est similaire à celui qui est illustré par la figure 5.5 décrite plus loin.

Dans le cas de l'interféromètre de Gires-Tournois s'ajoute la propriété qu'il s'agit d'un interféromètre de phase pure, dans lequel idéalement aucune atténuation n'est possible. Le temps de transit intéressant devient bien sûr celui de l'impulsion réfléchie. Dans ce cas également, on trouve dans certaines conditions des temps de groupe négatifs [51] qui correspondent donc à une réflexion intervenant avant la première interface ! De

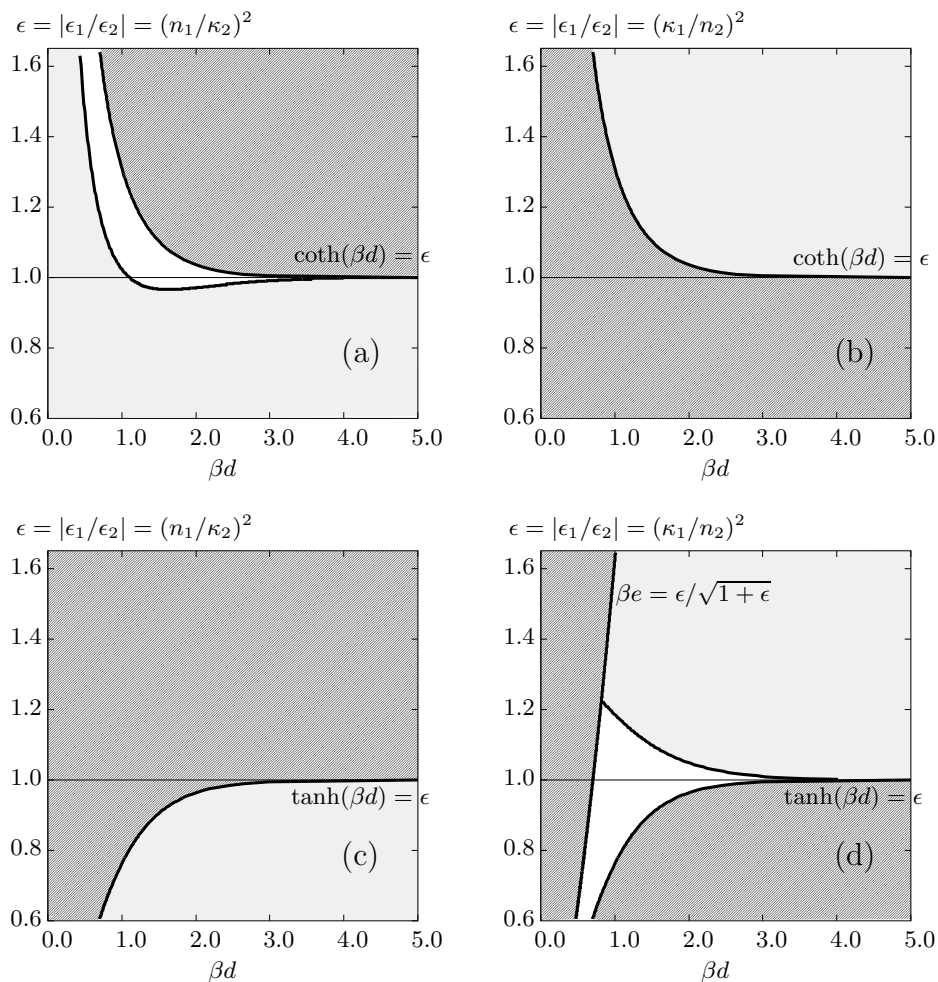


FIG. 5.2 – Existence des modes TM et signe de la vitesse de groupe pour (a) le mode symétrique d'un metal-film ; (b) le mode symétrique d'un optical strip-line ; (c) le mode antisymétrique d'un metal-film ; (d) le mode antisymétrique d'un optical strip-line. Les modes interdits sont en gris foncé, les modes à vitesse de groupe positive en gris clair et les modes à vitesse de groupe négative en blanc [PI-1997a].

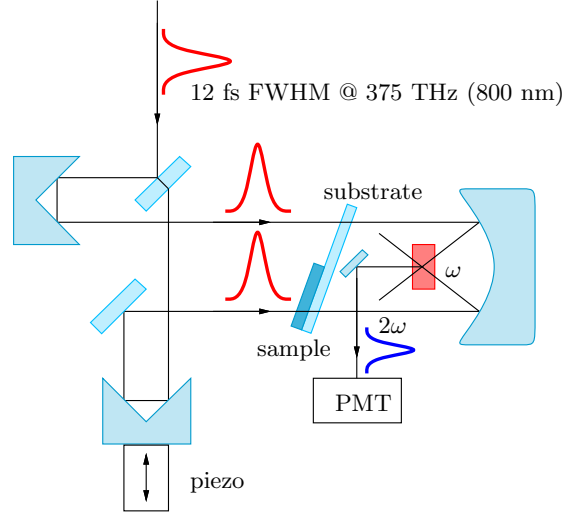


FIG. 5.3 – Schéma de l'expérience de Spielmann [53].

même que pour le FP, on peut trouver des spectres d'impulsion tels que le temps de groupe moyen reste globalement négatif [CR1997a, CI1998]. Cependant, cette fois-ci, l'impulsion réfléchie peut sortir de l'enveloppe de l'impulsion se propageant dans le vide équivalent (l'épaisseur équivalente étant ici nulle), même si l'avance temporelle est très petite, puisque l'atténuation ne l'en empêche plus comme c'était le cas pour le FP. Il reste cependant un argument géométrique pour sauver la causalité dans ce cas [52] : du fait que l'interféromètre frustré doit être éclairé en incidence rasante, il existe un "temps de groupe angulaire" donné par $t_g(\theta) = (1/\omega)(\partial\phi(\omega)/\partial\theta)$, qui est lié à l'effet Goos-Hanshen. Bien que très faible également, ce temps de groupe angulaire, toujours positif, serait toujours plus grand en valeur absolue que le temps de groupe fréquentiel négatif.

Nous avons proposé une synthèse de ces différents résultats [CI1998], notamment à travers un théorème reliant les temps de groupe en réflexion de part et d'autre d'une structure multicouche au temps de groupe en transmission, et par des simulations numériques indiquant la compatibilité des résultats précédents avec un principe de causalité pour l'intensité plutôt que pour le maximum d'un paquet d'ondes. Le théorème sur les temps de groupe spécifie qu'en l'absence d'atténuation on a

$$(t_g)_{\text{réflexion à gauche}} + (t_g)_{\text{réflexion à droite}} = 2(t_g)_{\text{transmission}} \quad (5.4)$$

En particulier, pour une structure stratifiée symétrique, les temps de groupe à la réflexion et à la transmission doivent être égaux.

5.1.4 Miroirs diélectriques

Des travaux précédents avaient montré l'existence théorique et expérimentale de temps de groupe superluminaires dans les miroirs diélectriques constitués de couches alternées de deux matériaux d'indices très différents, ces couches étant d'un quart de longueur d'onde d'épaisseur [54, 53]. Ces structures sont équivalentes à des réflecteurs

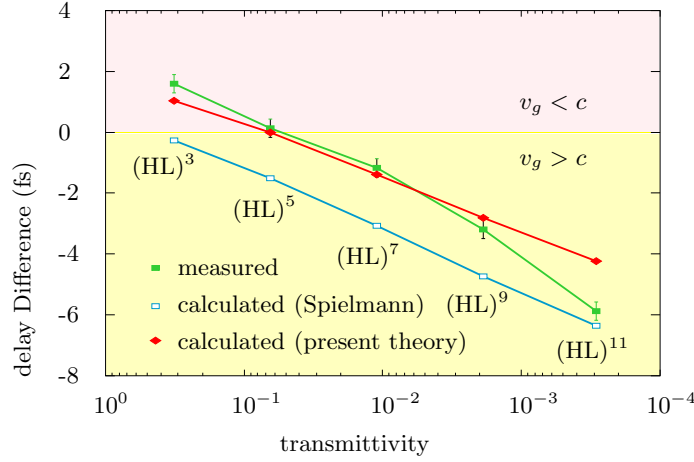


FIG. 5.4 – Comparaison des temps de transit mesurés dans l'expérience de Spielmann avec les prédictions théoriques [PI-1999a].

de Bragg avec des contrastes d'indice très importants, et qui peuvent également être considérés comme des structures à bande d'arrêt à une dimension (*photonic band gap*). Les expériences quantiques de Steinberg *et al.* [54] utilisaient une source à deux photons pour étudier cet effet, avec une détection par intercorrélacion des deux photons, l'un ayant traversé l'empilement diélectrique et l'autre seulement le substrat supportant cet empilement. L'expérience subséquente de Spielmann *et al.* [53] en était une version classique, utilisant une source laser à impulsions ultrabrèves (Fig. 5.3) séparées en deux et une détection par un intercorrélacion. Ces différentes expériences montraient que le temps de transit à la transmission à travers l'empilement diélectrique tend vers une valeur limite dépendant des matériaux traversés ainsi que de l'angle d'incidence et de la polarisation de l'impulsion. Nous avons fourni des expressions simples et générales pour ces temps de groupe superluminaux, qui sont confirmées par les résultats expérimentaux, ainsi que le montre la figure 5.4 [PI-1999a]. Les résultats de Spielmann *et al.* indiquaient également un rétrécissement de l'impulsion après traversée de l'empilement, observé sur la fonction d'autocorrélacion de l'impulsion. Par simulation numérique de la propagation de l'impulsion ultrabrève, nous avons pu expliquer ce phénomène (Fig. 5.5) [PI-1999a]. Le rétrécissement est causé par la forme de l'atténuation spectrale à la traversée de l'empilement.

5.2 Miroirs à dispersion contrôlée

Je me suis intéressé avec Pierre Tournais depuis 1997 aux miroirs à dispersion contrôlée. Ces éléments optiques, inventés en 1994 [55, 56, 57], sont des miroirs diélectriques optimisés spécifiquement pour les lasers à impulsions ultracourtes, puisque non seulement leur coefficient de réflexion en amplitude doit être le plus proche possible de 100%, mais en plus leur dispersion doit compenser celle qui est introduite par les autres éléments de la chaîne laser.

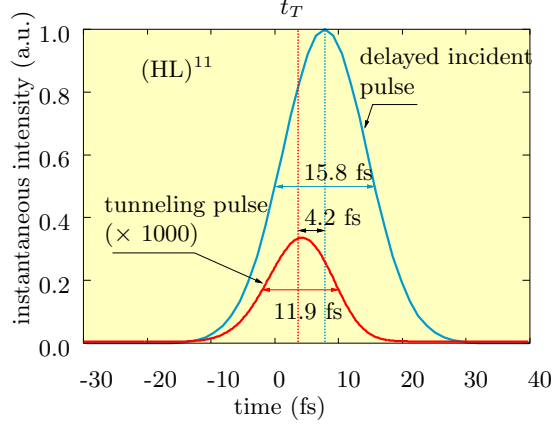


FIG. 5.5 – Simulation numérique de la forme de l'impulsion après traversée de l'empilement diélectrique pour 11 paires de couches dans l'expérience de Spielmann [PI-1999a].

5.2.1 Conception par recuit simulé

Les miroirs à dispersion contrôlée devant traiter des impulsions ultrabrèves, typiquement de l'ordre de 5 à 40 fs, la bande spectrale de réflectivité doit être relativement étendue. La meilleure façon connue pour réaliser des miroirs à large bande spectrale est d'utiliser des empilements de couches d'épaisseur optique d'un quart de longueur d'onde, avec deux matériaux alternés présentant le contraste d'indice le plus important possible. Dans ce dernier cas, la dispersion est presque nulle dans toute la bande du miroir. Afin de générer une dispersion donnée, il faut que les épaisseurs s'écartent de la valeur nominale d'un quart de longueur d'onde, sans toutefois trop s'en écarter au risque de voir la réflectivité chuter. Les matériaux utilisés généralement sont des combinaisons de TiO_2 (d'indice 2.3 environ) et de SiO_2 (d'indice 1.45 environ). Pour des raisons d'homogénéité des dépôts, nous avons utilisé également du Ta_2O_5 (d'indice 2.1 environ).

La dispersion spécifiée pour la conception du miroir peut être par exemple l'opposée de celle du matériau utilisé pour la génération des impulsions ultrabrèves dans un oscillateur laser (le plus souvent du saphir dopé au titane). La conception du miroir est alors formulée comme un problème d'optimisation. Pour un certain nombre de couches dans le miroir, il s'agit de trouver les épaisseurs optimales garantissant la minimisation conjointe des pertes du miroir et de l'écart à la dispersion cible. Le nombre de variables indépendantes correspond au nombre de couches ; il est généralement de l'ordre de 30 à 60.

Le critère mesurant l'écart à la dispersion cible est généralement pris dans la littérature [56] comme l'écart quadratique moyen entre la dispersion du second ordre obtenue par calcul et celle souhaitée, soit

$$\int_B \left| \left(\frac{\partial^2 \phi(\omega)}{\partial \omega^2} \right) - \left(\frac{\partial^2 \phi(\omega)}{\partial \omega^2} \right)_{\text{cible}} \right|^2 d\omega \quad (5.5)$$

B étant la bande spectrale cible. Cette définition repose sur le fait que le temps de groupe (première dérivée de la phase spectrale) ne représente que le centre de l'impulsion, et que les termes de la phase spectrale dans un développement de Taylor influençant la

forme de l'impulsion doivent être au moins d'ordre deux. Cette approche n'est donc théoriquement valable que pour des bandes spectrales étroites. J'ai préféré définir un critère permettant de minimiser l'effet du défaut d'optimisation sur l'élargissement de l'impulsion [CR-1998b]. Définissons la largeur quadratique de l'impulsion par

$$\Delta t^2 = \frac{\int t^2 |E(t)|^2 dt}{\int |E(t)|^2 dt} - \bar{t}^2 \quad (5.6)$$

où $\bar{t}$ a été défini par l'équation (5.3). On peut montrer que cette définition s'écrit dans le domaine spectral

$$\Delta t^2 = \left(\frac{\int (t_g(\omega))^2 |\tilde{E}(\omega)|^2 d\omega}{\int |\tilde{E}(\omega)|^2 d\omega} - \bar{t}^2 \right) + \frac{\int \left(\frac{d|\tilde{E}(\omega)|}{d\omega} \right)^2 |\tilde{E}(\omega)|^2 d\omega}{\int |\tilde{E}(\omega)|^2 d\omega} \quad (5.7)$$

Le second terme du membre de droite représente la largeur intrinsèque de l'impulsion (si elle était à phase nulle) ; si la réflectivité spectrale du miroir est proche de 100 % dans la bande d'optimisation ce terme n'est pas modifié par la réflexion sur le miroir. Le premier terme du membre de droite représente l'élargissement causé par le défaut du temps de groupe ; il prend la forme d'une variance du temps de groupe. C'est cette expression qui doit être utilisée pour l'optimisation plutôt que la définition classique (5.5).

Une fois les critères d'optimisation choisis, il reste à déterminer un algorithme d'optimisation performant. Les méthodes employées dans la littérature reposent généralement sur des algorithmes de type simplex ou de moindres carrés non-linéaires. Ces algorithmes sont relativement rapides, mais dépendent fortement du point d'initialisation (l'empilement initial). De plus, j'ai observé en pratiquant l'optimisation des miroirs que la fonction d'énergie présente de très nombreux minimums secondaires, desquels de tels algorithmes ont peu de chance de sortir. J'ai développé une méthode d'optimisation originale par recuit simulé [58] (plus précisément un échantillonneur de Gibbs) des miroirs à dispersion contrôlée, qui permet d'obtenir des solutions performantes pour des dispersions cibles quasiment arbitraires [CR-1998b]. J'ai écrit un logiciel d'aide à la conception et à l'optimisation des miroirs à dispersion contrôlée, qui m'a permis d'obtenir un grand nombre de miroirs. Ceux-ci ont été optimisés pour différentes applications lors d'une collaboration interne au groupe Thomson-CSF, avec Thomson-CSF Laser :

- des miroirs pour un oscillateur femtoseconde qui ont permis la production très stable d'impulsions de moins de 20 fs ;
- des miroirs à très large bande spectrale pour un oscillateur paramétrique optique (OPA), dont les tests n'ont hélas pu être menés entièrement à bien avant mon départ de Thomson-CSF ;
- des miroirs à bande moyennement large mais de très grande dispersion négative, pour la compression dans l'air d'impulsions préalablement étirées et amplifiées, qui ont fonctionné remarquablement lors d'expériences réalisées au Laboratoire d'Optique Appliquée à Palaiseau [CR-2000b, CR-2000e] ;
- des miroirs en amplitude destinés à contrecarrer l'action du rétrécissement par le gain dans les amplificateurs régénératifs.

Pour étendre la bande passante des miroirs à dispersion contrôlée, qui est limitée intrinsèquement par les indices des matériaux utilisés pour les fabriquer, j'ai proposé et

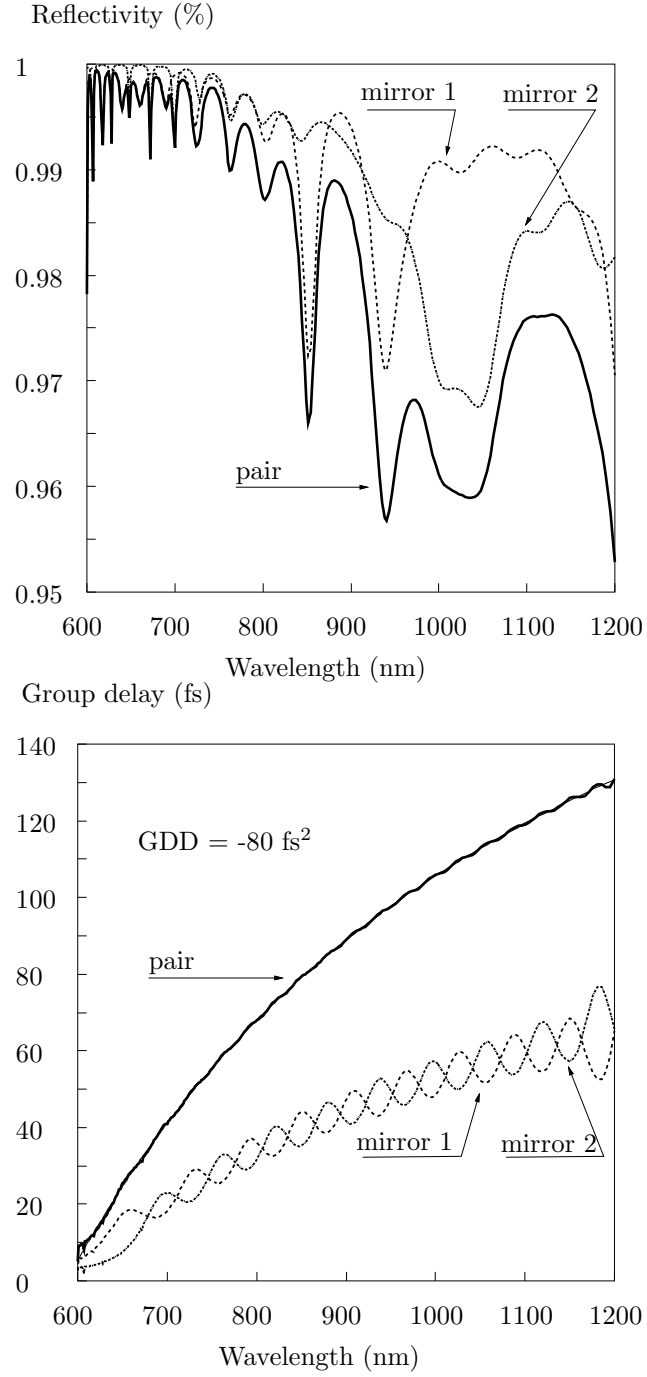


FIG. 5.6 – Réflectivité et temps de groupe d'une paire de miroirs à dispersion contrôlée. Chaque miroir comporte 60 couches alternées de TiO_2 et de SiO_2 . La dispersion cible est de -80 fs^2 [NR-1999b].

breveté une nouvelle structure associant plusieurs miroirs à dispersion contrôlée, optimisés simultanément de sorte que la somme de leurs dispersions suive une loi prescrite [CR-1999b]. Le résultat d'une telle optimisation est illustré par la figure 5.6. Afin que chacun des deux miroirs comportant 60 couches puisse couvrir le spectre cible de 600 à 1200 nm (une octave), l'algorithme d'optimisation conduit inévitablement à des oscillations du temps de groupe dans le spectre. En associant les deux miroirs, ces oscillations sont décalées par l'algorithme jusqu'à ce qu'elles se compensent efficacement. La dispersion résiduelle est faible (inférieure à 1 fs en écart quadratique). L'application visée pour ces miroirs étaient les oscillateurs femtoseconde à saphir dopé au titane produisant des impulsions de moins de 3 fs. Ces miroirs n'ont malheureusement pu être réalisés et testés avant mon départ de Thomson-CSF. Ils ont fait l'objet d'un brevet [NR-1999b].

5.2.2 Mesure du temps de groupe

Les miroirs à dispersion contrôlée sont des composants prodigieux qui ravissent l'expérimentateur par la largeur spectrale des impulsions qu'ils permettent d'obtenir et par la stabilité qu'ils apportent dans le fonctionnement des lasers femtoseconde³, mais seulement quand ils fonctionnent ! Il s'avère en effet que leurs propriétés de dispersion sont extrêmement sensibles aux conditions de dépôt des couches, ce qui n'est pas si surprenant si l'on considère que ce sont les épaisseurs individuelles des couches qui déterminent la dispersion du miroir, et que l'empilement après optimisation représente une solution relativement peu stationnaire. En pratique, il s'avère que la même recette ne conduit pas toujours après fabrication au même miroir, et que le contrôle effectif de l'épaisseur des couches déposées est essentiel pour une production industrielle.

Il apparaît donc nécessaire de savoir mesurer très précisément la dispersion introduite par le miroir, si l'on veut avoir une chance d'améliorer ses conditions de fabrication. De nombreuses propositions ont été faites pour répondre à cette question, sans qu'une ne se détache comme universellement satisfaisante. J'ai pour ma part développé une méthode de mesure très précise de la dispersion des miroirs à dispersion contrôlée, qui permet la mesure du temps de groupe à une précision meilleure que la femtoseconde [CR2000c, PI-2002a]. Je suis reparti de la configuration la plus utilisée, baptisée intercorrélation interférométrique en lumière blanche [59, 60, 61]. Il s'agit d'un interféromètre de Michelson en lumière blanche, dont l'un des bras reçoit le miroir à analyser et l'autre un miroir mobile de dispersion nulle. En balayant la position du miroir mobile autour de la différence de marche nulle, on enregistre des franges d'interférences. Théoriquement, la transformée de Fourier de ce système de frange renseigne simultanément sur le spectre et la phase spectrale différentielle des miroirs. Plus précisément, la mesure portant sur le déplacement d'un miroir, soit une différence de marche ou un retard temporel, elle correspond à une mesure indirecte du temps de groupe. Plusieurs procédures ont été proposées pour analyser les franges en pratique, la plus populaire utilisant une transformée de Fourier discrète des franges enregistrées à pas constant par contrôle de la position du miroir, le pas étant fixé à $\lambda/4$ des franges de contrôle d'un laser hélium-néon [60]. J'ai montré que si cette façon de procéder est compatible avec le bruit d'acquisition sur

3. En comparaison à d'autres systèmes de contrôle de la dispersion, tels les lignes à prismes ou les extenseurs et compresseurs à réseaux de diffraction, ils sont nettement moins sensibles aux fluctuations de température ou d'alignement.

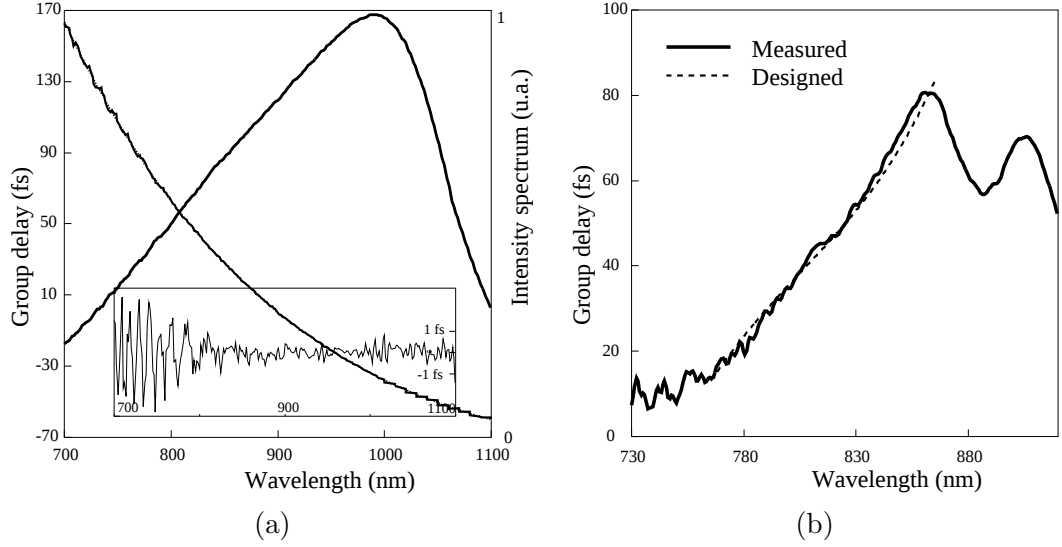


FIG. 5.7 – Exemple de mesure d'un miroir à dispersion contrôlée optimisé par recuit simulé; (a) calibration du dispositif de mesure montrant la précision sub-femtoseconde obtenue; (b) comparaison mesure / théorie pour le miroir [PI-2002a].

les photodétecteurs, elle est très nettement sous-optimale en ce qui concerne le bruit de position. En effet, il est difficile de connaître exactement la position du miroir mobile au cours de la mesure, même si le contrôle de celui-ci est, pour fixer les idées, réalisé avec une précision de $\lambda/100$ par analyse des franges d'un laser hélium-néon. Même pour un délai équivalent très petit, ici à peu près 0.02 fs, cette erreur cumulée sur toutes les franges conduit à des fluctuations supérieures à 10 fs sur l'estimation du temps de groupe. J'ai proposé d'utiliser nettement plus d'échantillons, par exemple dans la version expérimentale j'ai employé 50 échantillons par période au lieu des 4 requis par la transformée de Fourier discrète, et de ne pas imposer que l'échantillonnage soit à pas constant. Pour estimer l'intégrale de Fourier, j'ai montré qu'une formule de quadrature de type trapèzes est très supérieure en résistance au bruit de position que la formule de quadrature d'ordre 0 caractéristique de la transformée de Fourier discrète. J'ai obtenu une précision de mesure du temps de groupe inférieure à la femtoseconde, sans aucun post-traitement ou filtrage spectral de l'estimation, ainsi que l'illustre la figure 5.7.

5.3 Filtre programmable acousto-optique (AOPDF)

Dans le cadre de la thèse de Frédéric Verluise, que j'ai encadrée au LCR conjointement avec Jean-Pierre Huignard, et sur la base d'une invention de Pierre Tournois [62], nous avons développé un filtre programmable acousto-optique⁴, dont l'originalité est de profiter d'une interaction colinéaire en vitesse de groupe pour réaliser la convolution d'une impulsion ultracourte optique avec un signal acoustique arbitraire (Fig. 5.8). Nous avons déterminé une coupe très efficace d'un cristal de TeO₂ [CR-1998a, CR-2000f], puis déterminé précisément la relation entre le signal acoustique et la modulation

4. AOPDF pour *Acousto-optic programmable dispersive filter*.

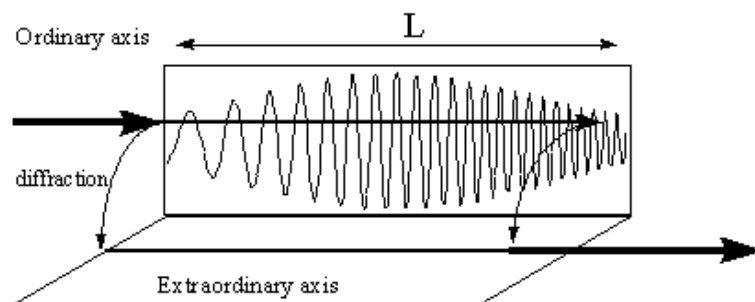


FIG. 5.8 – Principe du filtre programmable acousto-optique [62].

en amplitude et en phase de l'onde optique diffractée, dans l'approximation de la phase stationnaire [PI-2000a]. Ma principale contribution à ce travail a été au niveau théorique, dans la modélisation des aspects temporels de l'interaction acousto-optique, et dans la détermination du temps de groupe introduit par la diffraction d'une impulsion optique ultrabrève sur un faisceau acoustique arbitraire.

Des expériences dans une chaîne laser amplifiée à dérive de fréquence (ou CPA pour *chirped pulse amplification*) ont démontré le contrôle adaptatif de la chaîne laser par l'intermédiaire d'une boucle de contre-réaction après mesure des caractéristiques du faisceau laser de sortie (Fig. 5.9) [PI-2000b, CR-2000a], ainsi que la possibilité de réaliser un formage programmable des impulsions ultrabrèves échappant aux limitations intrinsèques des systèmes de formage d'impulsion fondés sur la dispersion spatiale de l'impulsion suivie de son filtrage spatial par un modulateur spatial de lumière [63]. Ce système est actuellement développé et commercialisé avec succès par Fastlite⁵.

5.4 Conclusion

Le domaine des impulsions ultrabrèves est extrêmement vaste, et je ne l'ai exploré que très partiellement. Le formage précis des impulsions dans le temps est la clé de nombreuses expériences fondamentales utilisant les impulsions laser ultrabrèves ; cet aspect me semble donc encore promis à un bel avenir. En particulier, l'AOPDF reste à mes yeux un exemple unique de dispositif par lequel la phase et l'amplitude temporelle d'une impulsion optique peuvent être modifiées avec une grande latitude, grâce à la transposition de fréquence permise par l'effet élasto-optique.

5. <http://www.fastlite.com>.

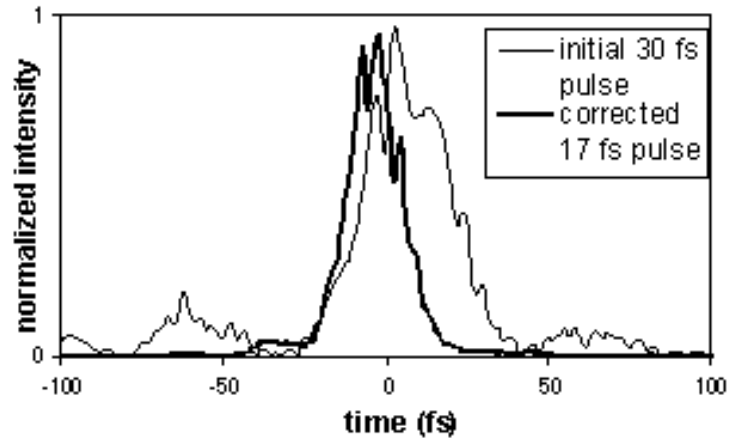


FIG. 5.9 – Exemple de contrôle adaptatif d'un amplificateur régénératif femtoseconde. D'une valeur nominale de 30 fs en sortie sans contrôle adaptatif, la largeur à mi-hauteur des impulsions amplifiées passe à 17 fs. Le filtre programmable acousto-optique est inséré entre l'étireur et l'amplificateur, et permet de compenser simultanément les distorsions de phase spectrale de l'amplificateur ainsi que le rétrécissement par le gain. La mesure de l'impulsion de sortie après le compresseur et le rebouclage de cette information pour programmer le filtre acousto-optique permet le contrôle adaptatif, et autorise la chaîne d'amplification à rester toujours dans des conditions de fonctionnement optimales [PI-2000b].

Chapitre 6

Ondes élastiques guidées

Depuis le début de l'année 2000, j'ai choisi de changer de domaine de recherche, pour me consacrer aux ondes élastiques de surface, ou plus généralement aux ondes élastiques guidées. J'utiliserai indifféremment les expressions onde acoustique ou onde élastique ; la première est la plus employée et correspond à son homologue anglo-saxonne, tandis que la seconde correspond mieux aux phénomènes impliqués. Ce changement thématique a bien-sûr correspondu également à un changement de situation personnelle et géographique, puisque je suis passé de la situation de chercheur industriel dans la région parisienne à celle de chercheur au CNRS en Franche-Comté.

6.1 Problématique

Le domaine des ondes de surface est déjà relativement ancien. La découverte de leur existence remonte à Lord Rayleigh en 1885 [64]. Une onde de surface se propage à l'interface entre un matériau solide ou liquide et l'air ou le vide. C'est une onde de déplacement et de contrainte au sens de la théorie de l'élasticité. Par exemple, pour un solide cristallin, ce sont les atomes qui se déplacent en fonction du temps au passage de l'onde, bien qu'ils restent en moyenne à la même position. Sur le plan mathématique, les ondes acoustiques de surface, ainsi d'ailleurs que les ondes acoustiques en général, peuvent être décrites à l'aide des mêmes outils que les ondes électromagnétiques ou optiques ; on retrouve les mêmes notions de dispersion angulaire et spectrale, de diffraction, de diffusion, etc. Une différence cependant, qui est à la fois une richesse et une source accrue de difficultés, est que ces ondes peuvent être non seulement de polarisation transverse mais aussi de polarisation longitudinale, ou toute combinaison de celles-ci. Une richesse supplémentaire est apportée par l'effet piézoélectrique pour certaines classes de solides cristallins, puisqu'il permet la génération et la détection des ondes de surface directement à la surface du matériau, notamment à l'aide d'un motif d'électrodes métalliques déposées à la surface, le transducteur à peignes interdigités introduit en 1965 par White et Voltmer [65]. Depuis cette date, les dispositifs à ondes de surface (DOS) n'ont cessé de se développer.

La première grande application des DOS a été le traitement du signal analogique. En effet, le choix judicieux de la longueur des doigts du transducteur permet la synthèse de filtres à réponse impulsionnelle finie avec une grande dynamique. Cette application est

de plus en plus délaissée aujourd'hui au profit des solutions électroniques numériques. Les deux principales applications actuelles concernent les capteurs et surtout les filtres à ondes de surface (FOS) pour la téléphonie nomade et les réseaux locaux sans fil, qui affectent le plus souvent la forme de combinaison de résonateurs à réponse impulsionnelle infinie.

L'équipe de recherche à laquelle je participe contribue au LPMX, laboratoire commun entre le LPMO et TMX (Thales Microsonics, Sophia Antipolis). La principale activité de TMX est de concevoir et de vendre des filtres à ondes de surface. Les FOS équipent actuellement tous les systèmes de téléphonie nomade, par exemple ceux répondant aux normes GSM / CDMA (1 - 2 GHz). Les ondes de surface sont particulièrement adaptées à la réalisation de filtres passifs compacts, relativement large bande (jusqu'à 10 % de bande relative), présentant peu de pertes et de coût faible, notamment sur des substrats de tantalate et de niobate de lithium. A ces fréquences, il n'existe pas encore de solution électronique concurrente présentant tous ces avantages. Les futures normes demanderont aux FOS de fonctionner à 2.5 GHz et plus. Le fonctionnement de composants FOS à 7 GHz sur substrat de niobate de lithium avec peu de pertes a déjà été démontré, même s'il reste de nombreuses interrogations sur cette montée en fréquence. A haute fréquence, la concurrence vient d'une part des filtres diélectriques et d'autre part des résonateurs à ondes de volume (FBAR) utilisant comme les FOS des matériaux piézoélectriques.

Les problèmes rencontrés aujourd'hui par les FOS sont de deux natures. D'une part, une hybridation (boîtier, connectique) est nécessaire pour insérer le composant dans le circuit électronique hôte ; pour éviter ou simplifier cette opération, il faudrait se rapprocher de la technologie silicium de la micro-électronique. D'autre part, pour les fréquences de 2.5 GHz et plus il reste à trouver les bons points de fonctionnement (vitesse des ondes, efficacité de couplage piézoélectrique, pertes, etc.). Au delà de ces problèmes pratiques, la montée en fréquence soulève de nouvelles questions quant au comportement mécanique des matériaux dans lesquels l'onde acoustique se propage.

La problématique que j'ai retenue à moyen terme consiste à étudier la propagation des ondes élastiques guidées dans des microstructures permettant la transduction et le confinement de l'énergie électro-acoustique. L'objectif est d'identifier des triplets (matériaux, structure, ondes) aptes à la réalisation de dispositifs plus efficaces et fonctionnant à plus haute fréquence. Les perspectives à plus long terme sont décrites dans le chapitre suivant. Le reste de ce chapitre est une synthèse de premiers résultats obtenus dans ce domaine.

6.2 Courbes de lenteurs dans les réseaux d'électrodes

Les courbes de lenteur (analogues à la surface des indices optique) sont des représentations graphiques très utiles pour les ondes acoustiques [66], car elles permettent d'évaluer en première approximation le comportement d'un substrat excité à une fréquence particulière. En effet, le réseau d'électrodes d'un peigne interdigité de pas p excité à la fréquence f permet d'engendrer une onde à la résonance si la vitesse de l'onde de surface vérifie

$$v = 2fp \quad (6.1)$$

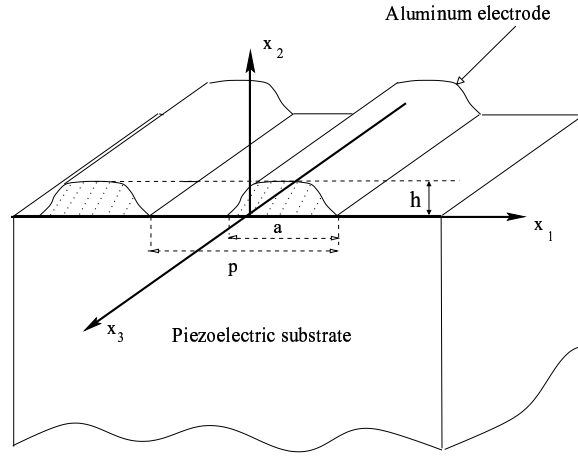


FIG. 6.1 – Schéma de la structure des peignes interdigués sur un substrat piézoélectrique.

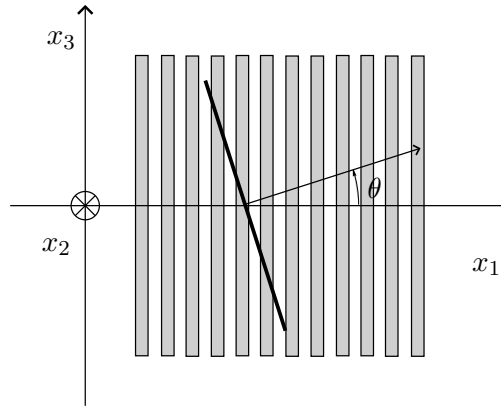


FIG. 6.2 – Propagation oblique des ondes de surface dans un réseau métallique périodique.

De plus, les courbes de lenteur sont nécessaires pour la modélisation des effets transverses (diffraction) par les méthodes de type spectre d'ondes planes (*angular spectrum of waves*) qui sont en pratique les seules vraiment adaptées aux milieux anisotropes [67]. Les courbes de lenteur pour les ondes de surface se propageant en surface libre (sans métallisation) ou entièrement métallisée ont été obtenues depuis longtemps [68]. Cependant, la surcharge massique apportée par les électrodes ainsi que les conditions d'excitation électriques dans les peignes interdigués font que les propriétés des ondes de surface s'écartent notablement de ces deux cas d'école. La figure 6.1 précise les notations utilisées pour décrire les réseaux périodiques d'électrodes sur un substrat piézoélectrique. La figure 6.2 schématise le problème de la propagation oblique des ondes de surface dans un réseau d'électrodes, considéré auparavant [69] mais jamais jusqu'à l'obtention des courbes de lenteur exactes.

J'ai obtenu les courbes de lenteur pour les ondes de surface se propageant dans des structures périodiques d'électrodes métalliques, en prenant en compte mécaniquement l'épaisseur de ces électrodes, faisant apparaître ainsi quantitativement les effets de dif-

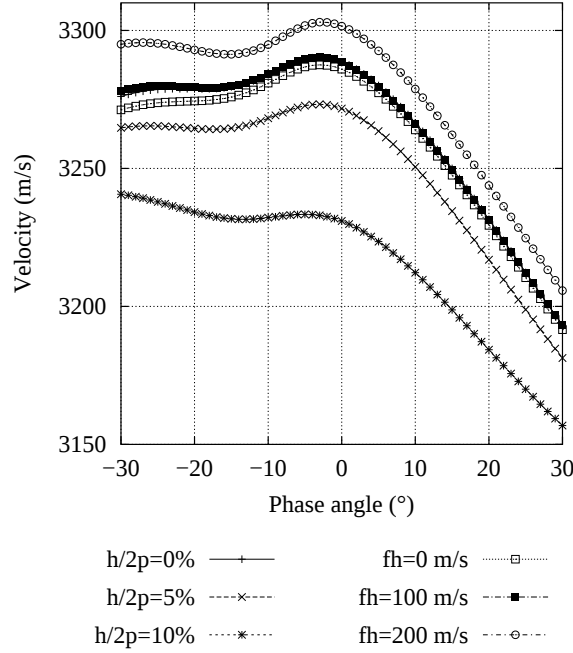


FIG. 6.3 — Vitesse de phase de l'onde de surface du tantalate de lithium $X112^\circ Y$, sous une couche d'aluminium épaisse et dans un réseau périodique ($f_p=1000$ m/s) [PI-2002e].

fraction et de dépendance angulaire des paramètres décrivant les ondes de surface. J'ai également montré comment obtenir simultanément l'atténuation, le *beam-steering* et le couplage de ces ondes [PI-2002e, CR-2001a, CR-2001d].

Pour réaliser ce calcul, j'ai modifié trois composantes essentielles des outils de simulation numériques mis au point par TMX puis le LPMX au fil des années [70] :

- Le calcul des fonctions de Green du substrat semi-infini pour une direction de propagation quelconque par une méthode de valeurs propres remplaçant la résolution de l'équation de Christoffel ;
- La définition d'un élément fini spécifiquement adapté à la propagation penchée des ondes ;
- La modification des procédures d'estimation des paramètres des ondes fondées sur la méthode de la matrice mixte mise au point par TMX.

Un exemple de résultat est montré sur la figure 6.3 pour une coupe non symétrique du tantalate de lithium (LiTaO_3).

6.3 Structures stratifiées

Presque tous les composants à ondes de surface utilisés aujourd'hui dans des systèmes commerciaux sont du type le plus simple, celui d'un substrat d'épaisseur très grande devant la profondeur de pénétration des ondes de surface, à la surface duquel un réseau d'électrodes a été formé par masquage et gravure d'une couche mince métallique (généralement de l'aluminium). Il est connu depuis longtemps que cette structure simple présente des

limitations difficilement contournables. En particulier, la montée en fréquence et l'augmentation des bandes spectrales à couvrir conduisent à utiliser des pseudo ondes partiellement guidées par la surface et présentant donc des pertes. De plus, les substrats piézoélectriques utilisés ne permettent pas, même avec ces ondes plus rapides que les "vraies" ondes de surface, de dépasser des vitesses de phase de l'ordre de 5000 m/s, voire 6000 m/s pour les pseudo ondes de surface longitudinales.

Les structures stratifiées ont été présentées depuis relativement longtemps comme une solution possible à ce problème. En effet, l'emploi d'une couche ou d'un substrat pour lequel les ondes de volume sont très rapides permet de confiner l'énergie électro-acoustique au voisinage de la surface et d'utiliser des modes de la structure stratifiée rapides. De plus, l'intérêt des couches peut être de minimiser les risques de contamination de surface risquant d'entraîner un vieillissement accéléré du dispositif, voire d'offrir plus de degré de liberté pour l'encapsulation des composants, mais aussi d'ajuster les coefficients de température des matériaux. Aucun des matériaux utilisables comme substrats qui sont à la fois très rigides et légers et donc présentent des vitesses d'ondes de volume élevées, ne sont malheureusement piézoélectriques (diamant, saphir, silicium, etc.). Il convient donc d'utiliser au moins un matériau piézoélectrique en couche mince afin de réaliser la transduction des modes guidés par la surface. La solution la plus couramment employée est le dépôt d'une couche mince piézoélectrique, par exemple par évaporation ou pulvérisation cathodique, ou encore la croissance épitaxiale de celle-ci sur un substrat aux paramètres de maille adapté. Dans les deux cas, l'affaire n'est pas simple, car il faut que la couche ait une qualité quasi cristalline pour qu'elle puisse présenter un effet piézoélectrique macroscopique et homogène, ou simplement reproductible. Parmi les différentes sources de couches minces piézoélectriques que nous avons essayées au laboratoire, peu se révèlent finalement satisfaisantes pour les ondes de surface !

Une autre solution que nous évaluons dans le cadre du projet OASIS (LPMO, LETI, TMX) est de réaliser un collage moléculaire d'un substrat aminci de niobate de lithium (piézoélectrique) sur un substrat de silicium. Dans ce cas précis, la présence d'un matériau semi-conducteur, le silicium, est à terme un avantage certain pour simplifier la connectique.

6.3.1 Méthodes matricielles

Dans le cadre de la thèse de Thomas Pastureaud, consacrée à l'étude des structures stratifiées, j'ai participé à l'élaboration de nouvelles techniques matricielles pour la simulation des structures piézoélectriques et métalliques stratifiées. Ces techniques sont le pendant des méthodes de résolution pour un substrat infini ou semi-infini (équation de Christofel [66], méthode de valeurs propres de Fahmy-Adler [71]), et permettent d'obtenir les fonctions de Green d'un empilement de couches. Elles sont particulièrement bien adaptées à la simulation du comportement électro-acoustique des plaques minces.

Nous avons notamment proposé un algorithme stable pour leur simulation par une méthode de matrice de diffusion, ou matrice S (*scattering matrix*) [PI-2002b]. Cette méthode, plutôt que de travailler avec les grandeurs physiques continues à chaque interface, comme le font les méthodes dites de matrice de transfert, cherche à déterminer des relations entre les amplitudes des modes partiels dans chaque couche¹. La raison en

1. Ces modes partiels sont les solutions propres pour la propagation des ondes planes dans un matériau

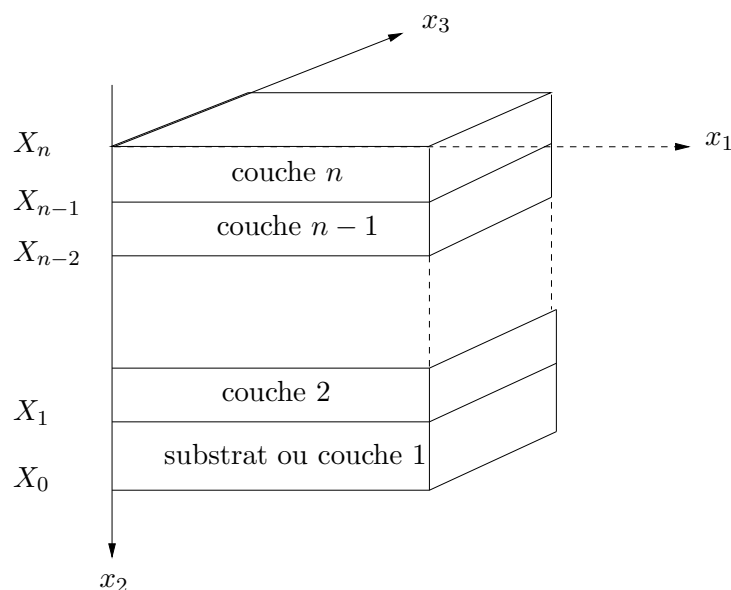


FIG. 6.4 – Représentation schématique d'un empilement multicouche.

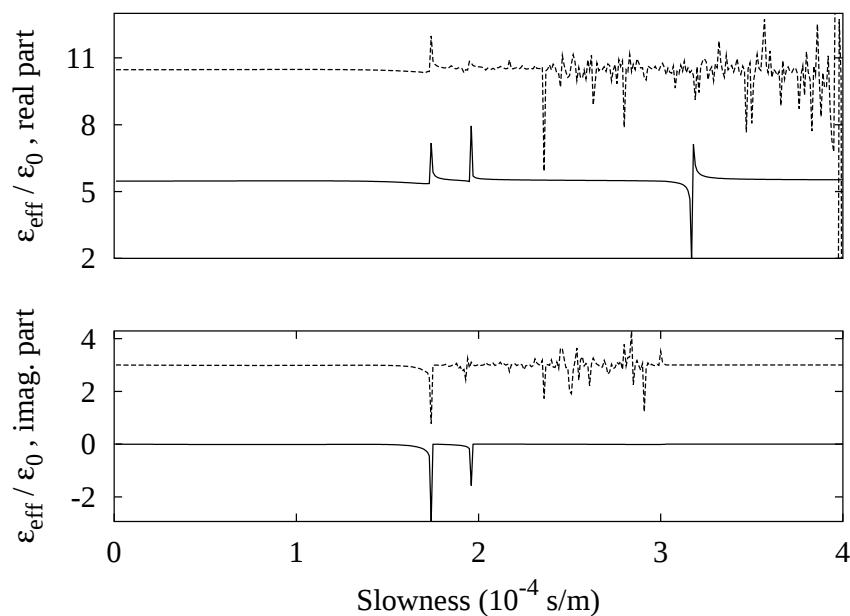


FIG. 6.5 – Permittivité effective de surface pour une couche de quartz de coupe (YXl)/36° de produit fréquence épaisseur égal à 33 GHz.μm, sur un substrat du même matériau. La simulation numérique par une méthode de matrice de transfert est en trait interrompu et est décalée vers le haut pour faciliter la lecture, tandis que la simulation numérique par la méthode de matrice de diffusion est en trait plein [PI-2002b].

est que ces amplitudes restent nécessairement finies, ce qui reflète la conservation ou en tout cas la non création d'énergie en l'absence de sources, même si certains des modes partiels sont inhomogènes². Cette propriété ne s'applique pas aux méthodes de matrice de transfert, ce qui peut causer leur instabilité numérique dans des conditions précises (quand le produit (fréquence $\times$ épaisseur de la couche $\times$ lenteur de l'onde) est grand), et notamment dans le cas des plaques [CR-2001e].

La figure 6.5 propose une illustration de cette discussion. Elle montre la permittivité effective de surface³ pour une structure composée d'une couche mince de quartz de coupe (YXl)/36° sur un substrat du même matériau. Cette structure est bien sûr équivalente à un simple substrat semi-infini de quartz de coupe (YXl)/36°, mais fournit un exemple d'école permettant de tester la stabilité des algorithmes. Il apparaît clairement que la simulation par une méthode de matrice de transfert (méthode de Fahmy-Adler [71]) est numériquement instable, ce qui n'est pas le cas de la méthode de matrice de diffusion.

6.3.2 Couches épitaxiales de nitrure d'aluminium et de gallium

La thèse de Serge Camou était elle aussi consacrée aux structures stratifiées, mais limitée au cas d'une couche mince unique sur un substrat. Dans ce cadre, nous avons mis au point un certain nombre d'outils d'analyse de transducteurs à peignes interdigités sur un empilement piézoélectrique, et notamment une méthode hybride utilisant la méthode des éléments finis pour décrire les ondes élastiques dans les électrodes et les fonctions de Green de l'empilement pour décrire les ondes électro-acoustiques en son sein, dont la sortie principale est la fonction d'admittance harmonique d'un dispositif périodique infini [CR-2000i]. Cette méthode est une extension de la méthode dite FEM-BEM introduite par Baghai-Wadji [72], et considérablement développée par Pascal Ventura [70].

Sur le plan expérimental, la thèse de Serge Camou a été l'occasion de tester un certain nombre de solutions technologiques pour la fabrication de couches minces piézoélectriques, avec des fortunes diverses. Les résultats les plus intéressants que nous ayons obtenus l'ont été avec des couches minces de nitrure d'aluminium et de gallium obtenues par croissance épitaxiale, réalisées par le CRHEA (Centre de Recherche sur l'Hétéro-épitaxie et ses Applications, CNRS UPR 10, Sophia-Antipolis). Nous avons étudié théoriquement et expérimentalement les premiers modes de surface de couches épitaxiales de nitrure d'aluminium ou de gallium sur des substrats de saphir ou de silicium [PI-2001b, CR-2000i, CR-2001c]. Les dispositifs de nitrure de gallium sur saphir ont représenté une première, même si aucun point de fonctionnement réellement intéressant industriellement n'a pu être trouvé. La figure 6.6 montre une comparaison entre la prévision théorique des modes guidés ou partiellement guidés par la surface, à l'aide de l'admittance harmonique, et

élastique homogène. Ils sont au nombre de 8 pour les matériaux piézoélectriques.

2. Par opposition aux modes propagatifs qui possèdent un vecteur d'onde de module purement réel, pour les modes inhomogènes celui-ci présente une partie imaginaire non nulle.

3. La permittivité effective de surface est une fonction qui relie le déplacement électrique normal à la surface à la composante longitudinale du champ électrique, dans l'hypothèse d'une surface libre mécaniquement, et qui est exprimée dans le domaine des fréquences spatiales. Du fait qu'elle intègre le comportement diélectrique des matériaux ainsi que la contribution piézoélectrique des ondes élastiques, elle fournit un moyen commode de localiser les ondes de surface et les modes partiellement guidés par la surface qui sont couplés piézoélectriquement, en négligeant l'influence du transducteur à peignes interdigités.

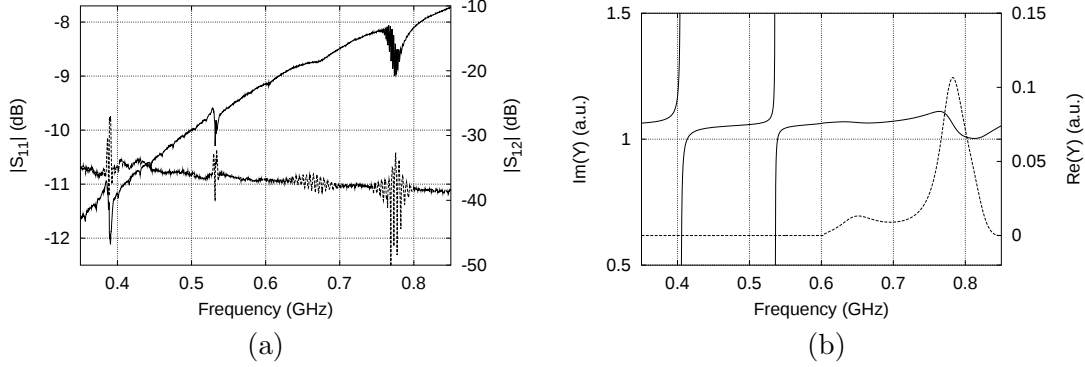


FIG. 6.6 – (a) Réponse électrique expérimentale en réflexion ($|S_{11}|$, trait plein) et en transmission ($|S_{12}|$, trait interrompu) pour un résonateur synchrone deux ports à ondes de surface sur un échantillon de GaN d'épaisseur $10\ \mu\text{m}$ sur un substrat de saphir. (b) Simulation numérique de l'admittance harmonique pour un transducteur à peignes interdigités périodique équivalent. La partie réelle est en trait interrompu et la partie imaginaire en trait plein [PI-2001b].

les mesures expérimentales. On pourra noter l'assez bonne correspondance des courbes.

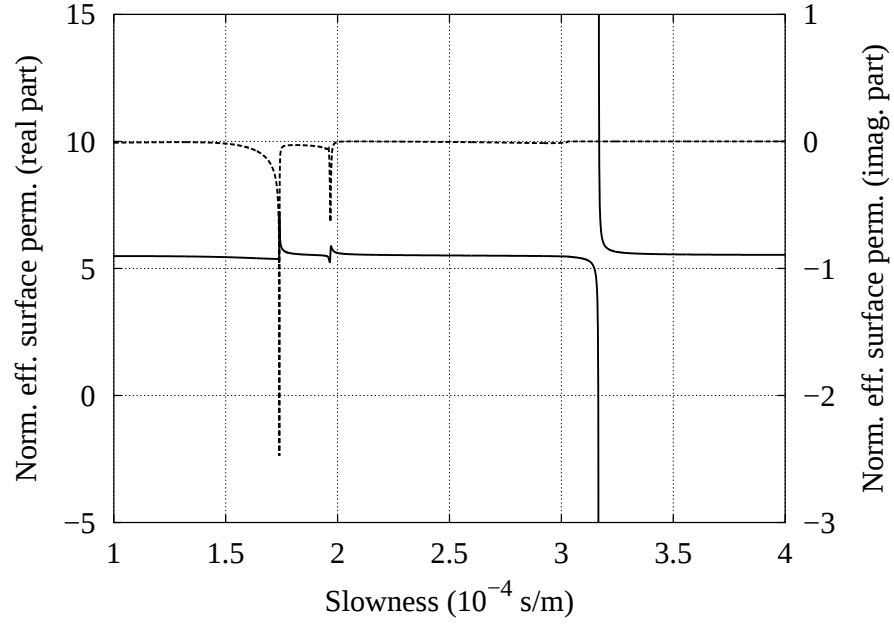
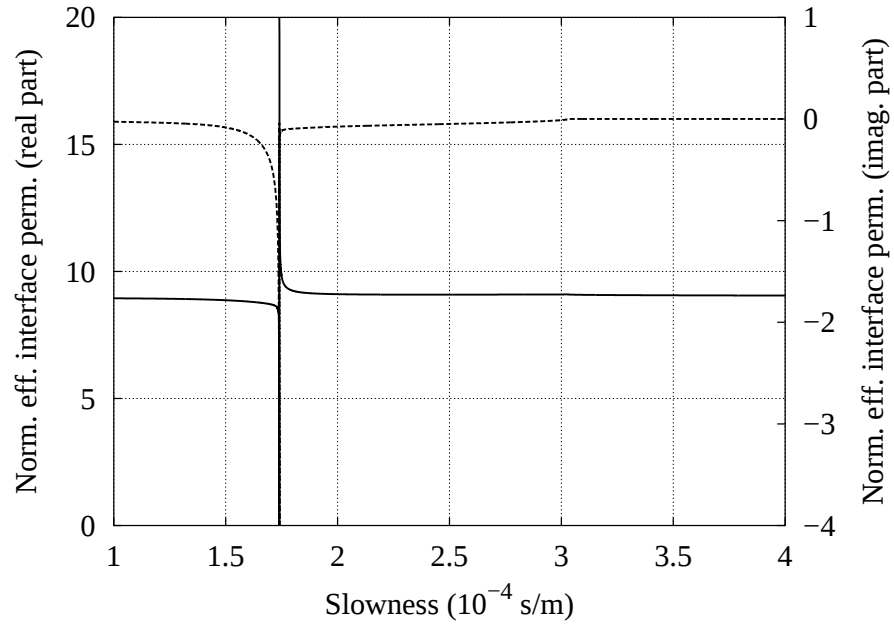
6.4 Ondes d'interface

Une autre solution aux problèmes d'hybridation pourrait être fournie par l'emploi d'ondes d'interface [73] en lieu et place des ondes de surface. Une onde d'interface excitable piézoélectriquement se propage à l'interface de deux matériaux dont l'un au moins est piézoélectrique et est évanescence des deux côtés. L'existence de ces ondes dépend de façon critique des coupes choisies [74].

La thèse de Serge Camou a été l'occasion d'une étude théorique de ces ondes d'interface, notamment à travers les conditions d'existence en fonction d'associations de matériaux et de leurs coupes, mais aussi par une première estimation des caractéristiques des ondes négligeant les effets de masse dans les électrodes (vitesse de phase, pertes de propagation, couplage électro-acoustique, etc.). Nous avons mis au point dans ce but des méthodes de simulation adaptées aux ondes d'interface, en définissant et en obtenant la permittivité effective d'interface par analogie à la permittivité effective de surface, mais aussi en calculant une admittance harmonique limitée aux effets électriques pour les électrodes, extension de la célèbre méthode de Blotekjaer [PI-2002f, CR-2000h, CR-2001b].

A titre d'exemple, les figures 6.7 et 6.8 montrent une comparaison des ondes de surface et d'interface dans le cas du quartz ST (de coupe (YXl)/42.75°). La figure 6.7 montre la permittivité effective de surface du quartz ST. L'onde de surface classique de cette coupe est indiquée par le pôle apparaissant pour une vitesse de phase d'environ 3200 m/s. Les deux accidents suivants, respectivement autour de 5100 et 5700 m/s environ, trahissent la présence d'ondes de volume rampantes⁴. En comparaison,

4. Les ondes de volume rampantes sont telles que la direction du vecteur de Poynting est parallèle à la

FIG. 6.7 – *Permittivité effective de surface d'un substrat de quartz ST.*FIG. 6.8 – *Permittivité effective d'interface du quartz ST, supposé séparé en deux parties et excité électriquement à l'interface ainsi créée après recollage.*

la permittivité effective d'interface du quartz ST indique la disparition de l'onde de surface, mais également de la première onde de volume rampante. La seconde onde de volume rampante s'est muée en onde d'interface, caractérisée par un pseudo pôle indiquant l'existence de pertes de propagation relativement faibles, causées par le fait que l'onde d'interface n'est pas guidée parfaitement par l'interface.

Il reste probablement un travail considérable à effectuer pour pouvoir utiliser avec confiance les ondes d'interface, et déterminer des configurations assurément utilisables. Il faudra développer les modèles théoriques pour une simulation numérique fiable incluant les effets de masse des électrodes et les caractéristiques de collage des matériaux (présence des couches intermédiaires, électrodes enterrées, etc.), mais surtout démontrer expérimentalement la faisabilité de dispositifs à ondes d'interface.

6.5 Transducteurs à haut facteur de forme

La représentation idéalisée des transducteurs à peignes interdigités par des réseaux d'électrodes cylindriques, qui est employée depuis longtemps dans le domaine des ondes de surface pour déterminer les propriétés des ondes, s'avère en fait un cas particulier d'un problème physique plus général, celui des modes d'une surface corruguée, c'est-à-dire présentant une modulation périodique de ses propriétés au voisinage de la surface. La venue d'Abdelkrim Khelif en stage post doctoral dans notre équipe au LPMO fin 2000 a été l'occasion de reconsidérer ce problème pour les substrats piézoélectriques.

Un résultat célèbre, obtenu par Auld, Gagnepain et Tam en 1976 [75], est l'existence de modes de surface de polarisation transverse pour un substrat isotrope présentant une corrugation de surface profonde. Depuis, ce résultat a été étendu aux matériaux anisotropes et piézoélectriques. Les ondes de surface classiques de type Rayleigh ont pour comparaison une polarisation sagittale. Nous nous sommes donc posé la question de l'existence de modes de surface de polarisation générale pour des substrats piézoélectriques présentant une forte corrugation de type électrodes métalliques, sans restreindre notre analyse aux seules solutions de polarisation purement transverse comme il est fait généralement⁵. Notre but était également de pouvoir directement générer électriquement ces ondes, ce qui n'avait jamais été fait.

J'ai modifié la méthode FEM/BEM pour pouvoir obtenir les déplacements à l'interface du substrat et des électrodes, et ainsi prévoir la polarisation des modes de surface. J'ai étudié par simulation numérique la structure modale des ondes de surface se propageant dans des réseaux d'électrodes à grand facteur de forme (rapport hauteur sur largeur de l'ordre de 1) sur différents substrats piézoélectriques usuels, par exemple le niobate de lithium de coupe (YXl)/128° pour lequel cette structure modale est représentée sur la figure 6.9, et déterminé que dans le cas général la polarisation des modes de

surface. Dans le cas où elles sont peu perturbées par la surface elles peuvent causer des accidents dans la réponse électrique des dispositifs, voire même se transformer grâce à la surcharge massive des électrodes en modes partiellement guidés par la surface qui fournissent la réponse principale des dispositifs actuels utilisant ces pseudo ondes de surface.

5. Cette restriction des mathématiques à la seule composante transverse a pour avantage de restreindre le problème à un problème scalaire équivalent ; elle est cependant valable en toute rigueur dans bien peu de cas pratiques, et occulte la richesse des matériaux piézoélectriques fortement couplés, souvent très anisotropes.

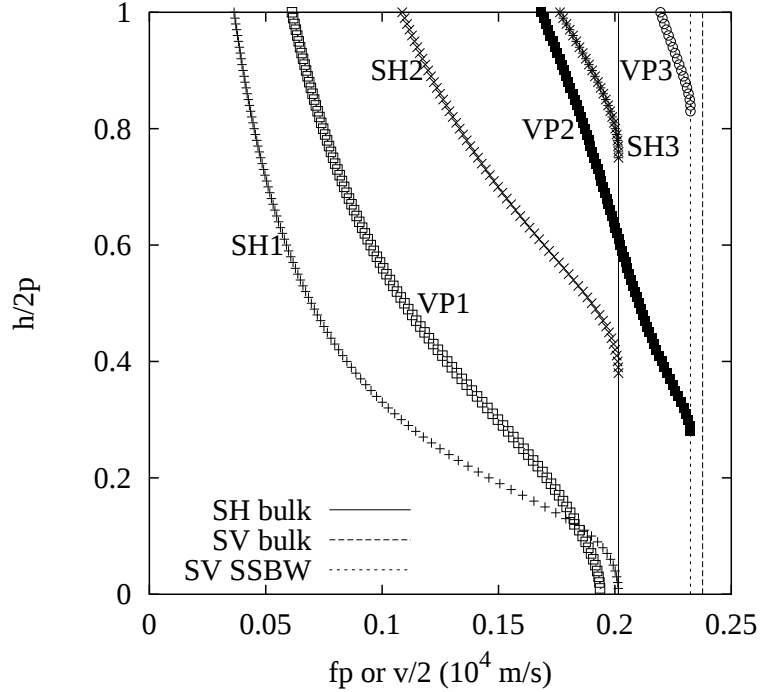


FIG. 6.9 – Dispersion des modes de la surface corruguée en fonction de la hauteur des électrode pour un substrat de niobate de lithium de coupe Y+128. Les modes de polarisation majoritairement transverses sont appelés SH, tandis que les modes de polarisation majoritairement sagittale sont appelés VP.

surface est quelconque, bien que le plus souvent majoritairement transverse ou sagittale [PI-2001a, CR-2001f]. Nous avons ensuite montré expérimentalement l'existence de modes de surface d'ordre supérieur dans de telles structures [CR-2001g, CR-2001j]. La figure 6.10 illustre les résultats obtenus pour un résonateur simple port à très grand facteur de forme obtenu par électroformage de nickel sur un substrat de niobate de lithium de coupe (YXl)/128. Cette étude en est cependant seulement à ses débuts, et je ne veux pas anticiper ici les résultats finaux que nous obtiendrons.

6.6 Autres travaux

Dans le cadre de l'équipe de recherche "Acoustique et Microsonique", j'ai l'occasion de collaborer sur d'autres sujets que ceux qui me concernent le plus directement, avec toutefois une contribution moindre que pour les sujets présentés précédemment. Ainsi, dans le cadre de la thèse de Mikael Wilm, qui étudie les matériaux piézocomposites pour l'imagerie ultrasonore 3D, j'ai participé au développement d'une méthode dite PWE (*plane wave expansion*) de modélisation de ces structures [PI-2002c, CR-2001h, CR-2001i]. Par ailleurs, je participe à l'effort de l'équipe pour le développement de

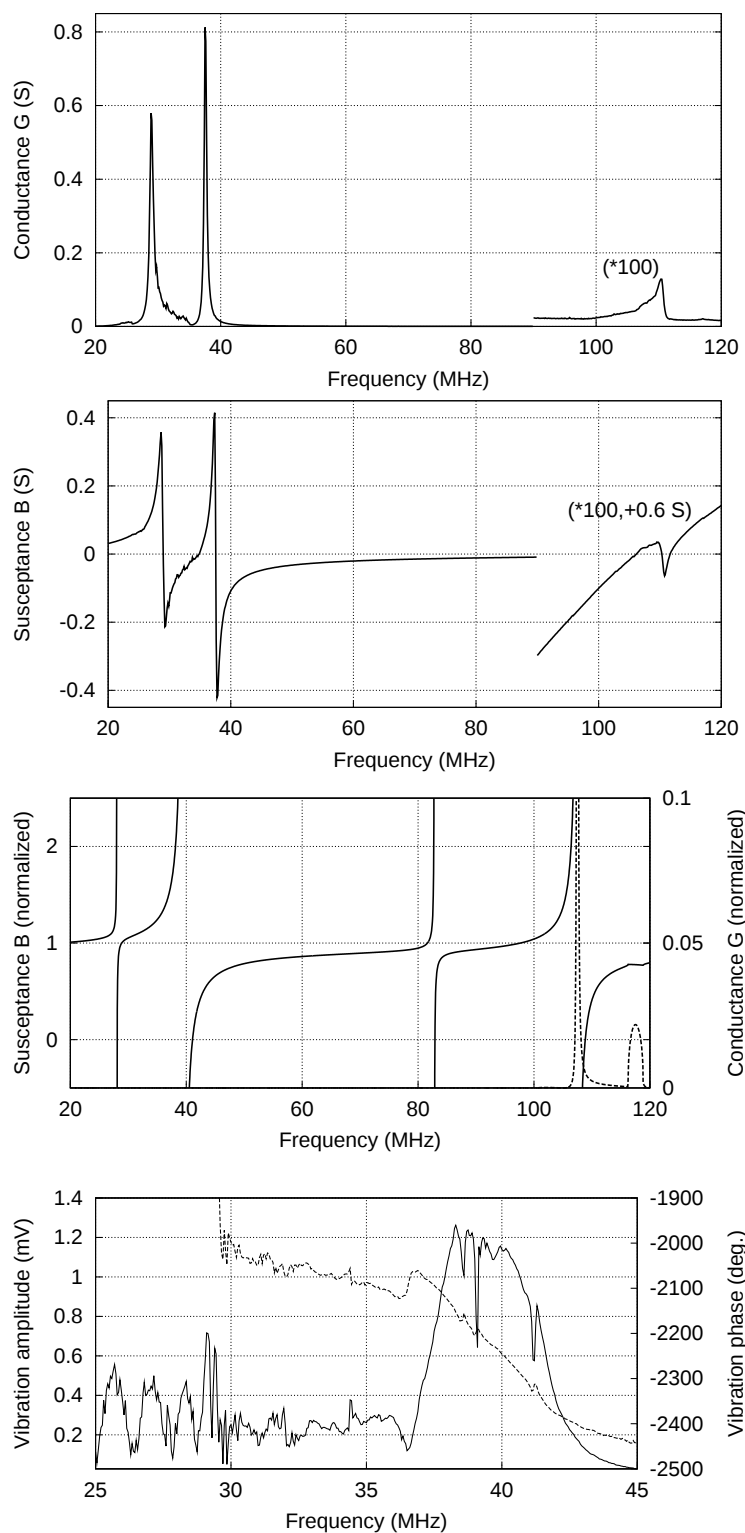


FIG. 6.10 – *Susceptance (a) et conductance (b) expérimentales mesurées pour un résonateur simple port à très grand facteur de forme ($h/2p = 50\%$) réalisé par électroformage de nickel sur un substrat de niobate de lithium de coupe (YXl)/128; admittance harmonique prédite (c) pour un transducteur périodique infini équivalent; module et phase des vibrations de la surface du dispositif (d) mesurées à l'aide d'une sonde optique hétérodyne.*

méthodes de simulation des structures de transduction au sens large (incluant aussi bien les transducteurs d'imagerie médicale que les transducteurs à ondes élastiques guidées) par éléments finis [CR-2001k].

6.7 Conclusion

La direction de recherche que j'ai prise consiste principalement à explorer la propagation des ondes élastiques guidées par des microstructures : IDT en surface, à une interface, sur ou à l'intérieur d'une structure stratifiée, etc. Dans les années à venir, j'ai l'intention d'étendre encore davantage cette gamme, comme l'expose le chapitre suivant.

Chapitre 7

Perspectives de recherche

Les paragraphes qui suivent donnent dans leurs grandes lignes les perspectives de mes recherches telles que je les imagine en ce début d'année 2002.

Mon effort se portera dans la continuité de ce que j'ai démarré au LPMO, autour des ondes de surface et des ondes électro-acoustiques dans les microstructures. J'entends bien sûr poursuivre certains des travaux déjà engagés, par exemple :

- L'obtention des courbes de lenteur des ondes de surface dans les réseaux épais d'électrodes ne représentait qu'une première étape d'une approche globale visant à modéliser les dispositifs à ondes de surface par une superposition des modes caractéristiques de chaque zone homogène (peignes, bus métallique, surfaces libres, etc.) dans une description de type spectre d'ondes planes (*angular spectrum of waves*) ;
- L'étude théorique et expérimentale des empilements piézoélectriques doit se poursuivre, notamment pour les besoins des résonateurs à ondes de volume introduits plus loin ;
- Le sujet des ondes d'interface est toujours aussi important et riche de potentiel, et devrait faire l'objet d'une thèse sous ma direction à terme ;
- L'étude, notamment expérimentale, des transducteurs à haut facteur de forme n'est pas terminée.

Les paragraphes qui suivent introduisent un certain nombre de nouveaux sujets, approximativement classés du court au long terme.

7.1 Estimation des paramètres des ondes

Afin de faire opérer les dispositifs à ondes de surface à plus haute fréquence sans pour autant devoir diminuer en proportion la dimension caractéristique des électrodes, il est intéressant d'utiliser des matériaux dans lesquels les ondes acoustiques se propagent vite (la longueur d'onde est proportionnelle à la vitesse). La vitesse dépend du matériau, mais également de la coupe choisie ainsi que de l'onde elle-même et de ses conditions d'excitation, ce qui représente au total un bon nombre de paramètres et des simulations numériques relativement lourdes. Une recherche numérique systématique est requise pour trouver les paramètres optimaux, qui doivent de plus inclure le couplage piézoélectrique et la sensibilité à la température. Dans la simulation intervient de façon

critique le modèle semi-analytique choisi pour représenter la contribution des ondes de surface aux fonctions représentatives utilisées, par exemple l'admittance harmonique de la méthode FEM/BEM.

7.1.1 Dispersion en fréquence des paramètres

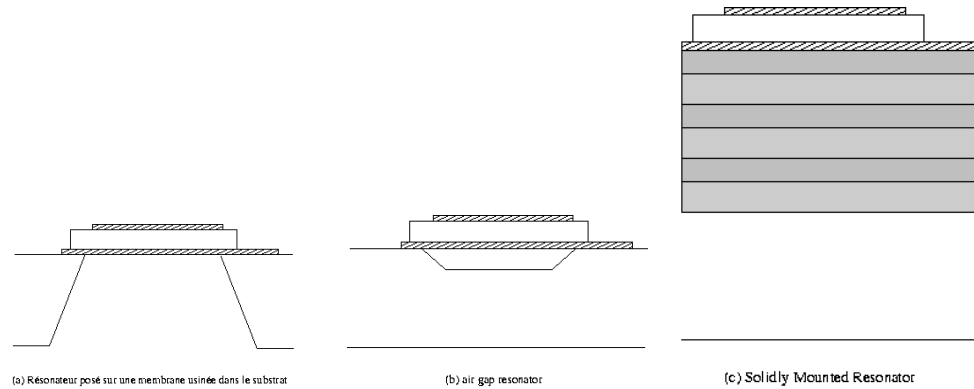
Les algorithmes d'estimation des paramètres des ondes de surface utilisent le plus souvent soit la théorie des modes couplées (COM) soit la méthode de la matrice mixte, qui sont l'une comme l'autre des modèles simplifiés. Ces méthodes sont la combinaison d'une description par chaînage de matrices pour décrire les phénomènes propagatifs et d'une description de la transduction par une antenne distribuée. Dans les deux cas, les prévisions sont à peu près identiques et souffrent globalement des mêmes limitations. En particulier, les paramètres décrivant les ondes de surface (vitesse de phase, atténuation, couplage, etc.) sont supposés invariants avec la fréquence. Or les observations expérimentales conduisent à penser que cette hypothèse est loin d'être vérifiée. J'ai donc l'intention de m'attaquer à l'étude de la dispersion en fréquence de ces paramètres, dans le but d'améliorer encore les simulations semi-analytiques des dispositifs à ondes de surface.

De plus, j'ai depuis mes débuts en microsonique l'espoir de pouvoir formuler un modèle de propagation des ondes dans une structure à réflexion et transduction distribuées (du type d'un IDT) s'inspirant des modèles des empilements de couches minces optiques. L'analogie n'a cependant rien de trivial du fait que le problème à considérer comporte au minimum deux dimensions (dans le plan sagittal) tandis que les modèles optiques sont unidimensionnels, sans même considérer le problème de la transduction. Une telle formulation aurait pourtant de nombreux avantages sur les méthodes actuelles, combinant la rapidité de calcul des modèles simplifiés avec la réelle prise en compte de la géométrie de la structure des modèles de type FEM/BEM et donc de la dispersion.

7.1.2 Utilisation des déplacements

Une information qui n'est quasiment jamais utilisée pour l'estimation des paramètres des ondes de surface est fournie par leurs déplacements. La raison évidente en est que les mesures électriques renseignent sur l'admittance, mais en rien sur les déplacements, et que pour obtenir cette information il faut les mesurer par exemple par voie optique [76]. Je pense que les déplacements doivent receler des informations complémentaires de l'admittance. En effet, l'admittance est en définitive liée aux propriétés énergétiques électriques (pour un volt appliqué elle donne la puissance dissipée et stockée). Lui correspond du côté acoustique le carré des amplitudes des ondes convenablement normalisées. Cependant, les déplacements sont linéaires avec ces amplitudes. Ils contiennent donc éventuellement des informations de phase qui ont été perdues dans l'admittance, notamment la phase à la réflexion des modes acoustiques.

Le travail à accomplir pour parvenir à utiliser une mesure optique des déplacements en conjonction des mesures électriques d'admittance est dans un premier temps de relier ces mesures aux simulations, ce qui n'a jamais été réalisé.

FIG. 7.1 – *Trois exemples de structures de résonateurs à ondes de volume.*

7.2 Transducteurs non diffractants

Les pertes généralement considérées pour les ondes de surface sont liées à leur atténuation dans la direction de leur propagation. Cependant, les doigts des peignes interdigités ont une dimension latérale finie, et de plus présentent une répartition spatiale des charges non homogène dans le sens de la largeur (en particulier sous l'influence des parties métalliques avoisinantes, telles les bus). Il n'y a donc aucune chance que la forme des ondes planes puisse s'appliquer exactement, et les pertes par diffraction ou par transduction de modes indésirables restent en tout état de cause importantes¹.

Une solution possible à ce problème est d'utiliser des structures de transduction permettant d'éviter ces pertes par diffraction, en ajustant la forme des éléments de transduction aux propriétés naturelles de diffraction des modes de propagation.

7.3 Résonateurs à ondes de volume

Depuis le début de l'année 2002, j'encadre la thèse de Alexandre Reinhardt au LPMO sur le thème des résonateurs à ondes de volume (figure 7.1). Il s'agit d'une solution alternative aux ondes de surface pour la réalisation de filtres passifs, principalement pour les très hautes fréquences. Leur principe est au fond relativement similaire à celui des résonateurs à ondes de volume utilisés depuis longtemps pour réaliser des oscillateurs très stables et étroits en fréquence (par exemple les résonateurs à quartz), à la différence notable que des couches minces piézoélectriques remplacent les lames monocristallines. Nous évaluons actuellement les solutions possibles, fondées en général soit sur l'excitation de résonances d'épaisseur, soit sur le confinement de l'énergie acoustique en plaçant le résonateur sur un empilement de couches minces faisant office de miroir.

1. La plupart des simulations numériques de filtres donnent à peu près exactement la forme de réponse observée, mais à un facteur énergétique près pouvant être de quelques décibels, et correspondant à des pertes mal connues.

7.4 cristaux phononiques à bandes interdites

Les cristaux photoniques (*photonic band gaps*) sont des microstructures très étudiées actuellement en optique et électromagnétisme, et qui présentent des propriétés de filtrage et de guidage remarquables. Des structures acoustiques analogues sont étudiées dans l'eau ou dans l'air, les grandes longueurs d'onde impliquées facilitant les réalisations pratiques et la fiabilité des modèles. Nous avons l'intention d'étudier des microstructures adaptées à la production de bandes interdites phononiques dans le domaine hyperfréquence. Dans le cas des ondes de surface et des ondes de volume, les électrodes sont déjà plus petites que la longueur d'onde et pourraient jouer le rôle des microstructures requises. La réalisation de trous ou plots périodiques devrait être encore plus efficace dans ce but, étant donné la souplesse et la précision des procédés de gravure actuels.

7.5 Interactions entre optique et acoustique

Avec la montée en fréquence des dispositifs acoustiques, il s'avère que les longueurs d'onde deviennent comparables aux longueurs d'onde optiques. Par conséquent, il n'est pas interdit de penser que des microstructures influençant à la fois les ondes optiques et acoustiques pourraient être imaginées, offrant peut-être la possibilité d'interactions exaltées entre ces deux types d'onde, des ordres de grandeur au delà de l'interaction acousto-optique pour des ondes planes. Par exemple, on peut imaginer qu'une onde élastique guidée puisse servir à moduler les conditions de propagations optiques dans la zone active d'une diode laser, ou dans un cristal photonique.

7.6 Théorie des ondes

Mon intérêt scientifique se porte de plus en plus vers la physique des ondes en général. Je suis parti du domaine de l'optique, dans lequel les milieux de propagation sont au mieux faiblement anisotropes et la théorie des ondes (diffraction, diffusion, guides d'ondes, etc.) est remarquablement développée car relativement simple, pour aller vers celui de l'acoustique des milieux fortement anisotropes (cristaux piézoélectriques), dans lequel la théorie des ondes est relativement similaire mais les situations beaucoup plus variées et complexes. A titre d'exemple, les surfaces d'onde ou des indices acoustiques dans les milieux anisotropes prennent des formes extrêmement variées en comparaison à leurs homologues optiques qui sont des ellipsoïdes peu différents de sphères, ce qui rend caduques de nombreuses théories approchées de la diffraction. De plus, mon passage par le domaine des impulsions laser ultrabrèves a été l'occasion d'approfondir des notions le plus souvent expliquées de façon sommaire dans les traités d'optique, telles le temps de groupe, et qui peuvent être comprises directement dans les termes du traitement du signal et notamment de l'ambiguïté temps-fréquence. Mon ambition à long terme est d'écrire des traités dans le domaine de la physique des ondes, et donc d'acquérir au préalable une vue d'ensemble de tous les phénomènes impliqués.

Chapitre 8

Insertion dans les équipes de recherche

8.1 Janvier 1992 à décembre 1994

Durant cette période, j'étais doctorant dans l'équipe de Philippe Réfrégier, spécialisée dans le traitement optique du signal, au sein du Laboratoire Optique et Traitement du Signal dirigé par Jean-Pierre Huignard, à Thomson-CSF LCR. Ma thèse était financée par une convention CIFRE avec le Laboratoire de Physique des Images dirigé par Pierre Chavel à l'IOTA.

Au cours de cette période, j'ai assumé entièrement une étude DGA/DRET portant sur l'étude de la corrélation incohérente pour les munitions intelligentes¹, et partiellement (50%) une seconde étude DGA/DRET portant sur l'optimisation des filtres de corrélation optique sur les MSL pour la partie me concernant et sur l'estimation de l'attitude d'avions par corrélation pour le reste. Ces deux contrats ont duré 18 mois, et ont été réalisés en collaboration avec Thomson-CSF Optronique (TCO) et Thomson Brandt Armement (TBA). J'ai également participé à un programme européen de type *Human Capital & Mobility* visant à développer des collaborations autour du thème du calcul optique. J'ai encadré pleinement deux stagiaires ingénieurs qui m'ont épaulé pour certains aspects de mes travaux de thèse.

8.2 Juillet 1995 à janvier 2000

J'ai été embauché au LCR en juillet 1995, au sein du laboratoire Optique et Traitement du Signal dirigé par Jean-Pierre Huignard. Le LCR, devenu depuis Thales TRT, est un centre de recherche privé de réputation internationale, dont la mission est d'une part d'être la vitrine technologique du groupe Thomson-CSF (Thales), en relation étroite avec le milieu de la recherche publique, et d'autre part d'étudier et de développer des technologies à long terme (10 ans et plus).

J'y ai été employé comme chercheur dans le domaine de l'optique, avec la responsabilité d'animer et de développer mes propres thématiques, et également de conseiller le

1. L'objectif de cette étude était d'évaluer la corrélation incohérente par projection d'ombre pour la réalisation de corrélateurs bas-coût mais aptes à la localisation de cibles dans des séquences d'images.

reste du laboratoire en matière de modélisation de phénomènes physiques et en traitement du signal.

Mes missions étaient les suivantes :

- proposer et démontrer des solutions techniques innovantes, assurer leur protection et leur valorisation (je suis auteur ou coauteur de 6 brevets datant de cette époque) ;
- échanger et collaborer avec la communauté scientifique française et internationale, participer à des congrès afin d'être toujours à l'état de l'art ;
- encadrer et former des étudiants ;
- participer au financement de mon laboratoire, et en particulier de mes activités.

En arrivant au laboratoire, j'ai tout d'abord participé avec trois autres ingénieurs à l'animation de la thématique "Corrélation optique". J'ai ensuite successivement et parallèlement développé et animé les thématiques suivantes au sein du laboratoire :

- pupilles actives et imagerie programmable ;
- capteurs de front d'onde ;
- composants optiques pour le traitement des impulsions laser ultrabrèves (femtoseconde).

J'ai rédigé la proposition d'une étude DGA/DRET de 18 mois qui a été notifiée mi-1995, pour soutenir l'activité "pupille active". J'ai assumé entièrement la direction et la réalisation de ce contrat, en collaboration avec l'ENSPM (Marseille) et TCO (Thomson-CSF Optronique).

J'ai participé à la proposition d'une étude DGA financièrement importante dans le domaine de la corrélation optique, notifiée en 1998, en collaboration avec l'ENST Bretagne (Brest), TCO et l'ENSPM. J'ai assumé la direction de ce contrat avant de demander à en être relevé pour me consacrer aux impulsions laser femtoseconde.

Dans ce domaine, j'ai participé à la rédaction d'un contrat européen RTD "*Ultra-bright gratings*", en collaboration avec le LULI (Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers intenses, Palaiseau), le CEA, Jobin-Yvon, Thomson-CSF Sextant, le RAL (*Rutherford Appleton Laboratory*), et FSU (*Friedrich-Schiller Universität Jena*). J'ai assumé le suivi du programme côté LCR, avant mon départ pour TMX (Thomson Microsonics).

Durant l'année 1999, j'ai participé à plein temps au PSR (plan stratégique de recherche) liant le LCR à Thomson-CSF Laser dans le but de développer des lasers pompés diode et femtoseconde, en tant que responsable de la partie femtoseconde du côté LCR. J'ai notamment collaboré avec le Laboratoire d'Optique Appliquée (LOA) à Palaiseau.

8.3 Février 2000 à septembre 2000

J'ai fait un court passage à TMX à Sophia-Antipolis, par mutation interne dans le groupe Thomson-CSF, pour préparer mon passage au CNRS et m'imprégner de mon nouveau sujet de recherche, les ondes acoustiques de surface. Mes attributions étaient les mêmes qu'au LCR.

8.4 Depuis octobre 2000

J'ai été recruté au concours 2000 du CNRS en tant que chargé de recherche (CR1), et affecté au Laboratoire de Physique et de Métrologie des Oscillateurs (LPMO, Besançon). Je suis rattaché à l'équipe "Acoustique et microsonique", dont le responsable est Sylvain Ballandras (CR1). L'équipe comprend actuellement un ingénieur de recherche CNRS, une attachée temporaire d'enseignement et de recherche, et quatre doctorants sous la direction de Sylvain Ballandras, dont un sous mon encadrement.

Les recherches de l'équipe concernent principalement deux sujets connexes :

- les composants à ondes de surface pour les télécommunications ;
- les transducteurs ultrasonores pour l'imagerie médicale.

J'ai plus particulièrement en charge l'animation du premier domaine cité, quoique la structure de l'équipe soit très souple et me permette également de m'intéresser au second domaine.

L'équipe dans son ensemble participe également au LPMX, laboratoire commun CNRS - industrie dont la convention est définie entre le LPMO et TMX. Le financement est assuré en partie directement par TMX, mais principalement sous forme de contrats de recherche obtenus en commun.

Parmi ces contrats en cours, et auxquels je participe à des degrés divers, citons :

- Le projet OASIS entre le LETI, TMX et le LPMO, dont le but est le report de lames amincies de niobate de lithium sur des substrats de silicium, ainsi que la réalisation des dispositifs à ondes de surface sur cette structure ;
- Le projet FINARCOS, qui associe le LPMO, le CRHEA et le LAMAC dans le but d'évaluer des technologies de dépôts de couches minces piézoélectriques.

Depuis le début de l'année 2002, je suis consultant pour Fastlite, start-up développant et commercialisant en particulier l'AOPDF (chapitre 5).

Chapitre 9

Encadrement et co-encadrement d'étudiants

Les listes ci-dessous ne concernent que des étudiants pour lesquels j'ai exercé officiellement un encadrement scientifique, en excluant les collaborations ponctuelles ou les encadrements partiels officieux.

9.1 Doctorants

- **Jérôme Colin**, taux d'encadrement : 30%
Corrélation optique photoréfractive haute-cadence à transformée de Fourier conjointe, préparée sous la direction de Danièle Fournier, Paris VI, soutenue en 1998. Cette thèse était partagée entre Thomson-CSF Optronique (TCO) et Thomson-CSF Laboratoire Central de Recherche (LCR), dans le cadre d'une bourse DRET. J'ai repris l'encadrement côté LCR à la mi-thèse, à la suite du départ de Henri Rajbenbach. J'ai cherché à développer les aspects théoriques et de traitement du signal d'une thèse qui était jusque là surtout expérimentale.
- **Frédéric Verluise**, taux d'encadrement : 70%
Filtre acousto-optique programmable pour impulsions ultrabrèves, préparée sous la direction de Arnold Migus, École Polytechnique, soutenue en 1999. Cette thèse a été préparée au LCR, où j'ai partagé l'encadrement avec Pierre Tournois, qui était à l'origine du sujet, et Jean-Pierre Huignard. Le filtre acousto-optique a fait l'objet d'un brevet de Pierre Tournois (préalable à ce travail), et a été à la base du lancement de la *start-up* FastLite (Xtec, École Polytechnique, Palaiseau).
- **Dominique Delautre**, taux d'encadrement : 25%
 Thèse en cours, débutée en 1997, sous la direction de Jean-Louis Mayzonette, IOTA, Orsay.
 Cette thèse était partagée entre TCO et le LCR, dans le cadre d'une convention CIFRE, puis uniquement au LCR après la mi-2000. J'ai assuré l'encadrement côté LCR jusqu'à février 2000. J'ai piloté l'analyse de la résistance aux perturbations d'expériences de détection hétérodyne, où un modulateur spatial de lumière était utilisé pour introduire des aberrations dynamiques.

- **Thomas Pastureaud**, taux d'encadrement : 20%
Etude de nouvelles structures piézoélectriques pour les applications de filtrage haute fréquence, Thèse en cours, préparée sous la direction de Sylvain Ballandras, LPMO, débutée en 1999.
 Cette thèse est financée par une convention CIFRE entre le LPMO et TMX. Ma participation est principalement au niveau du développement des méthodes matricielles pour la simulation du comportement électro-acoustique des empilements de couches minces piézoélectriques.
- **Alexandre Reinhardt**, taux d'encadrement : 80%
Simulation, conception et réalisation de filtres BAW à couches minces piézoélectriques, Thèse en cours, préparée sous la direction de Sylvain Ballandras, LPMO, débutée fin 2001.
 Cette thèse est financée par une convention CIFRE entre le LPMO et le LCR, avec un suivi de TMX.

9.2 DEA

- **Nicolas Landru**, DEA Optique et Photonique, Orsay, 1998, taux d'encadrement : 100%
 Nicolas a participé aux travaux de thèse de J. Colin.
- **Loïc Morvan**, DEA Laser et Matière, Palaiseau, 1997, taux d'encadrement : 100%
 Loïc a participé aux travaux de thèse de F. Verluise sur le filtre acousto-optique programmable.
- **Ségolène Olivier**, DEA d'Electronique, Paris VI, 1999, taux d'encadrement : 100%
 Développement de l'analyseur de front d'onde *Hartmann Wavefront scanner*.

Ces trois étudiants de DEA ont débuté une thèse à l'issue de leur stage.

9.3 Stages d'ingénieurs

- **Catherine Salou**, École Supérieure d'Optique, Orsay, 1994, taux d'encadrement : 100%
 Conception optique d'un objectif de reprise d'image pour un corrélateur incohérent (Code V).
- **Olivier N'Guyen**, École Centrale de Lyon, Lyon, 1994, taux d'encadrement : 100%
 Simulateur de corrélation optique sur des séquences d'images.
- **Carine Dirson**, École Nationale Supérieure de Physique de Marseille, 1998, taux d'encadrement : 100%
 Amélioration de la résolution d'un système d'imagerie par une pupille active, et première version du *Hartmann Wavefront scanner*.

Chapitre 10

Enseignement

1. Mars 1993 : conférence en option traitement d'image et du signal, troisième année Sup-Optique, Orsay (3h).
2. Février 1994 : conférence en option traitement du signal, troisième année ENST Br, Brest (3h).
3. Janvier–mars 1995, 1996 et 1997 : cours option “Traitement avancé du signal,” troisième année SupOptique (avec examen), Orsay (3×15 h).
Le texte écrit à l’occasion de ce cours est disponible à l’adresse suivante :
[http://www.lpmo.edu/ laude/poly.pdf](http://www.lpmo.edu/laude/poly.pdf).

Ce cours incluait les chapitres suivants :

- Variables aléatoires
 - Théorie logique des probabilités
 - Théorie de la décision
 - Estimation de paramètres
 - Filtrage de Kalman
4. Janvier 1998 : conférence sur le traitement optique de l’information, troisième année École Navale, Brest (3h).
 5. Février 1999 : conférence sur le traitement optique de l’information, DEA Traitement de l’Image et du Signal, ENSPM, Marseille (2h).
 6. Janvier 2000 : conférence sur les impulsions laser ultrabrèves, DEA Traitement de l’Image et du Signal, ENSPM, Marseille (2h).

Chapitre 11

Publications et communications post-doctorales

11.1 Liste des publications

11.1.1 Internationales avec comité de lecture

1. [PI-1995] F. Goudail, V. Laude et Ph. Réfrégier, "Influence of nonoverlapping noise on regularized linear filters for pattern recognition," *Optics Letters* **20**, 2237–2239 (1995).
2. [PI-1996a] O. Durand, D. Dolfi, V. Laude, J.-P. Huignard et J. Chazelas, "Optical architecture for adaptive filtering of microwave signals," *Optics Letters* **21**, 803–805 (1996).
3. [PI-1996b] A. Grunnet-Jepsen, S. Tonda et V. Laude, "Convolution-kernel-based optimal trade-off filters for optical pattern recognition," *Applied Optics* **35**, 3874–3879 (1996).
4. [PI-1997a] P. Tournois et V. Laude, "Negative group velocities in metal-film optical waveguides," *Optics Communications* **137**, 41–45 (1997).
5. [PI-1997b] D. Dolfi, J. Tabourel, O. Durand, V. Laude, J.-P. Huignard et J. Chazelas, "Optical architectures for programmable filtering and correlation of microwave signals," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **MTT-45**, 1467–1471 (1997).
6. [PI-1997c] V. Laude et S. Formont, "Bayesian target location in images," *Optical Engineering* **36**, 2649–2659 (1997).
7. [PI-1998] V. Laude, "Twisted-nematic liquid crystal active lens," *Optics Communications* **153**, 134–152 (1998).
8. [PI-1999a] V. Laude et P. Tournois, "Superluminal asymptotic tunneling times through 1D photonic band gaps in quarter-wave-stack dielectric mirrors," *J. Opt. Soc. Am. B* **16**, 194–198 (1999).
9. [PI-1999b] V. Laude, A. Grunnet-Jepsen et S. Tonda, "Input image spectral density estimation for real-time adaption of correlation filters," *Optical Engineering* **38**, 672–676 (1999).
10. [PI-1999c] D. Delautre, S. Breugnot et V. Laude, "Measurement of the sensitivity of heterodyne detection to aberrations using a programmable liquid-crystal modulator," *Optics Communications* **160**, 61–65 (1999).
11. [PI-1999d] V. Laude et C. Dirson, "Liquid-crystal active lens: application to image resolution enhancement," *Optics Communications* **163**, 72–78 (1999).
12. [PI-1999e] J. Colin, N. Landru, V. Laude, S. Breugnot, H. Rajbenbach et J.-P. Huignard, "High-speed photorefractive joint-transform correlator using optimized nonlinear filters," *JEOS A* **1**, 283–285 (1999).

13. [PI-1999f] V. Laude, S. Olivier, C. Dirson et J.-P. Huignard, "Hartmann wavefront scanner," *Opt. Lett.* **24**, 1796–1798 (1999).
14. [PI-2000a] F. Verluise, V. Laude, J.-P. Huignard, P. Tournois et A. Migus, "Arbitrary dispersion control of ultrashort optical pulses using acoustic waves," *JOSA B* **17**, 138–145 (2000).
15. [PI-2000b] F. Verluise, V. Laude, Z. Cheng, Ch. Spielmann et P. Tournois, "Arbitrary control of phase and amplitude of ultrashort pulses with an acousto-optic programmable dispersive filter: application to pulse compression and pulse shaping," *Opt. Lett.* **25**, 575–577 (2000).
16. [PI-2000c] S. Olivier, V. Laude et J.-P. Huignard, "Liquid-crystal Hartmann wavefront scanner," *Appl. Opt.* **39**, 3838–3846 (2000).
17. [PI-2001a] V. Laude, A. Khelif, Th. Pastureaud et S. Ballandras, "Generally polarized acoustic waves trapped by high aspect ratio electrode gratings on piezoelectric substrates," *J. of Appl. Phys.* **90**, 2492–2497 (2001).
18. [PI-2001b] S. Camou, Th. Pastureaud, D. Schenck, S. Ballandras et V. Laude "Guided elastic waves in GaN-over-Sapphire", *Electron. Lett.* **37**, 1053–1055 (2001).
19. [PI-2002a] V. Laude, "Noise analysis of the measurement of group-delay in Fourier white-light interferometric cross-correlation," *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 1001–1008 (2002).
20. [PI-2002b] Th. Pastureaud, V. Laude et S. Ballandras, "Stable scattering-matrix method for surface acoustic waves in piezoelectric multilayers," *Appl. Phys. Lett.* **80**, 2544–2546 (2002).
21. [PI-2002c] M. Wilm, S. Ballandras, V. Laude et T. Pastureaud, "A full 3-D plane-wave-expansion model for piezocomposite structures," à paraître dans *J. Acoust. Soc. Am.*
22. [PI-2002d] C. Joubert et V. Laude, "Volume index gratings in the intermediate and form-birefringence regimes," soumis à *Applied Optics*.
23. [PI-2002e] V. Laude et S. Ballandras, "Slowness curves and characteristics of surface acoustic waves propagating obliquely in periodic finite-thickness electrode gratings," soumis à *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelec. Freq. Control*.
24. [PI-2002f] S. Camou, V. Laude, Th. Pastureaud et S. Ballandras, "Interface acoustic waves properties in some common crystal cuts," soumis à *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelec. Freq. Control*.

11.1.2 Nationales avec comité de lecture

1. [PN-2001] A. Brignon, T. Debuisschert, G. Feugnet, J.-P. Huignard, Ch. Larat, V. Laude et J.-P. Pocholle, "Traitement spatial et temporel des faisceaux laser," *Revue Scientifique et Technique de la Défense* **52**, 1121–1137 (2001).

11.1.3 Didactiques et non référencées

1. [NR-1996] V. Laude, "Traitement du signal avancé," cours de spécialisation de l'Ecole Supérieure d'Optique (Orsay, 1996).
2. [NR-1997] V. Laude, "Objectif programmable par modulateur à cristal liquide," *SupOptique Avenir* (1997).
3. [NR-1997] J.-P. Huignard, B. Loiseaux et V. Laude, "Ecran de grande dimension en vision directe obtenu par juxtaposition de matrices LCD," brevet n° FR9704832 - EP00873021A1 (1997).
4. [NR-1996] J.-P. Huignard, C. Dirson et V. Laude, "Déecteur de forme de front d'onde," brevet n° FR9813940 - EP99402761.3 (1998).

5. [NR-1999a] J.-P. Huignard, V. Laude, B. Loiseaux et Ch. Dorrer, "Dispositif de correction d'aberrations d'une chaîne laser à impulsions ultracourtes," brevet n° FR9906002 - WOFR0001233 (1999).
6. [NR-1999b] V. Laude et P. Tournois, "Dispositif pour contrôler la dispersion d'un signal optique, et son application à la compression des impulsions optiques ultracourtes," brevet n° FR9906512 (1999).
7. [NR-2000] J.-P. Huignard, B. Loiseaux et V. Laude, "Dispositif programmable pour l'étirement d'une impulsion ultracourte," demande de brevet (2000).
8. [NR-2002a] M. Solal, S. Calisti, V. Laude, S. Ballandras, S. Camou et Th. Pastureauud, "Dispositif à ondes acoustiques d'interface en tantalate de lithium," demande de brevet FR0203385 (2002).
9. [NR-2002b] M. Solal, V. Laude, S. Ballandras et S. Camou, "Module comprenant des composants à ondes acoustiques d'interface," demande de brevet FR0204629 (2002).
10. [NR-2002c] M. Solal, S. Calisti, V. Laude, S. Ballandras et S. Camou, "Dispositif d'interconnexion pour composants à ondes acoustiques d'interface," demande de brevet FR0204630 (2002).

11.1.4 Chapitres de livres

1. [CL-1994] Ph. Réfrégier et V. Laude, "Critical analysis of filtering techniques for optical pattern recognition: Are the solutions of this inverse problem stable?," Ph. Réfrégier et B. Javidi, eds., SPIE Optical Engineering Press **PM12**, 58–84 (SPIE, 1994).
2. [CL-1996] V. Laude, J.-P. Huignard et P. Chavel, "Calcul optoélectronique," volume Optronique du traité d'Électronique, (Techniques de l'Ingénieur, Paris, 1996).
3. [CL-1999] V. Laude, C. Dirson, D. Delautre, S. Breugnot and J.-P. Huignard, "Applications of a liquid-crystal television used as an arbitrary quasi-phase modulator," Ph. Réfrégier et B. Javidi, eds., SPIE Optical Engineering Press **CR74**, (SPIE, 1999).

11.1.5 Compte-rendus de colloques

1. [CR-1995] S. Formont, V. Laude et Ph. Réfrégier, "Small target tracking on image sequence using nonlinear optimal filtering," in *Signal and Data Processing of Small Targets*, O. E. Drummond, Ed., Proc. Soc. Photo.-Opt. Instrum. Eng. **2561**, 299–307 (San Diego, 1995).
2. [CR-1996a] D. Dolfi, J. Tabourel, O. Durand, V. Laude, J.-P. Huignard et J. Chazelas, "Optical architectures for programmable filtering of microwave signals," in *Radar Processing, Technology, and Applications*, W. J. Miceli, Ed., Proc. Soc. Photo.-Opt. Instrum. Eng. **2845**, 276–286 (1996).
3. [CR-1996b] A. Grunnet-Jepsen, S. Tonda et V. Laude, "Input image spectral density estimation for real-time adaption of correlation filters for optical pattern recognition," in *Second International Conference on Optical Information Processing*, Z. I. Alferov, Y. V. Gulyaev et D. R. Pape, Eds., Proc. Soc. Photo.-Opt. Instrum. Eng. **2969**, 610–615 (St Petersburg, 1996).
4. [CR-1996c] V. Laude, J.-P. Huignard, M. Délon et Ph. Réfrégier, "Imageur optronique programmable avec modulateur spatial à cristal liquide," in *Colloque Optronique et Défense* (Montigny le Bretonneux, 1996).
5. [CR-1996d] V. Laude, S. Formont, J.-P. Huignard, D. Broussoux et Ph. Réfrégier, "Corrélation optique et numérique appliquée à la correction terminale de trajectoire," in *Colloque Optronique et Défense* (Montigny le Bretonneux, 1996).
6. [CR-1997a] P. Tournois et V. Laude, "Negative tunneling time in frustrated thin film interferometers," CLEO'97, 128–129 (Baltimore, 1997).

7. [CR-1997b] V. Laude, J.-P. Huignard, M. Defour et Ph. Réfrégier, "Optical image processing with the liquid crystal active lens," in *New Image Processing Techniques and Applications: Algorithms, Methods, and Components II*, Ph. Refregier and R. -J. Ahlers, Eds., Proc. Soc. Photo.-Opt. Instrum. Eng. **3101**, 139–145 (Munich, 1997).
8. [CR-1998a] F. Verluise, V. Laude, J.-P. Huignard et P. Tournois, "Design of an improved acousto-optic programmable dispersive filter," CLEO' 98, 99 (San Francisco, 1998).
9. [CR-1998b] V. Laude et P. Tournois, "Stochastic optimization of broadband dispersion controlled mirrors," CLEO' 98, 156-157 (San Francisco, 1998).
10. [CR-1998c] J. Colin, N. Landru, V. Laude, H. Rajbenbach and J.-P. Huignard, "Optical implementation of correlation filters for a photorefractive joint-transform correlator," in *Algorithms, Devices, and Systems for Optical Information Processing II*, B. Javidi and D. Psaltis, Eds., Proc. Soc. Photo.-Opt. Instrum. Eng. **3466**, 165–172 (San Diego, 1998).
11. [CR-1998d] J. Colin, H. Rajbenbach, V. Laude, S. Breugnot and J.-P. Huignard, "High-speed compact photorefractive joint-transform correlator," in *Algorithms, Devices, and Systems for Optical Information Processing II*, B. Javidi and D. Psaltis, Eds., Proc. Soc. Photo.-Opt. Instrum. Eng. **3466**, 136–144 (San Diego, 1998).
12. [CR-1998e] J. Colin, N. Landru, V. Laude, S. Breugnot, H. Rajbenbach et J.-P. Huignard, "High-speed photorefractive joint-transform correlator using optimized nonlinear filters," in *Optics in Computing '98*, P. H. Chavel and D. A. Miller, Eds., Proc. Soc. Photo.-Opt. Instrum. Eng. **3490**, 26-29 (Brugge, 1998).
13. [CR-1999a] D. Delautre, S. Breugnot et V. Laude, "Wide field-of-view coherent detection," in *Laser Radar Technology and Applications IV*, G. W. Kamerman and Ch. Werner, Eds., Proc. Soc. Photo.-Opt. Instrum. Eng. **3707**, 461–468 (Orlando, 1999).
14. [CR-1999b] V. Laude et P. Tournois, "Chirped-mirror-pairs for ultra-broadband dispersion control," CLEO '99, 187-188 (Baltimore, mai 1999).
15. [CR-1999c] D. Delautre, S. Breugnot et V. Laude, "Wide field-of-view coherent detection," in *Laser Radar Technology and Applications IV*, (Kiev, septembre 1999).
16. [CR-2000a] F. Verluise, P. Tournois, V. Laude, Z. Cheng and Ch. Spielmann, "Acousto-optic filter for femtosecond laser pulse shaping, gain narrowing and phase distortion compensation," CLEO 2000, 442-443 (San Francisco, mai 2000).
17. [CR-2000b] G. Chériaux, J.-P. Rousseau, S. Ranc, J.-P. Chambaret, Ph. Balcou, V. Laude and L. Vigroux, "Compression of terawatt level pulses in the air," CLEO 2000, 541 (San Francisco, mai 2000).
18. [CR-2000c] V. Laude, "Sub-femtosecond accuracy measurement of chirped mirrors," CLEO 2000, 485-486 (San Francisco, mai 2000).
19. [CR-2000d] E. H. Horache, B. E. Benkelfat, Q. Zou and V. Laude, "Incoherent multiplex optical correlator for pattern recognition," in *Optics in Computing*, Proc. Soc. Photo.-Instrum. Eng. **4089**, 41-45 (Quebec City, 2000).
20. [CR-2000e] G. Chériaux, J.-P. Rousseau, J.-P. Chambaret, Ph. Balcou, V. Laude and L. Vigroux, "Hybrid Compressor for Terawatt Level Laser Chain," CLEO Europe, 48 (Nice, 2000).
21. [CR-2000f] F. Verluise, V. Laude and P. Tournois, "Design Parameters for the Acousto-Optic Programmable Filter Used in Femtosecond Laser Pulse Manipulation," CLEO Europe, 78 (Nice, 2000).
22. [CR-2000g] V. Laude, S. Olivier, C. Dirson and J.-P. Huignard, "Wavefront Measurement Using Electro-Optic Scanning with a Liquid-Crystal SLM," CLEO Europe, 242 (Nice, 2000).
23. [CR-2000h] S. Camou, S. Ballandras, V. Laude and P. Tournois, "Theoretical calculations of boundary waves using effective permittivity and harmonic admittance approaches on

- various combinations of materials,” IEEE Ultrason. Symp. Proc., 191-194 (San Juan, 2000).
24. [CR-2000i] Th. Pastureaud, V. Laude, A. Soufyane, S. Camou, S. Ballandras, D. Schenck et F. Semond, “AlN and GaN Layers Deposited on Sapphire or Silicon Substrates: Theory and Experiment,” IEEE Ultrason. Symp. Proc., 293-297 (San Juan, 2000).
 25. [CR-2001a] V. Laude, S. Ballandras and J. Desbois, “Slowness curves for surface acoustic waves propagating in electrode gratings,” Europ. Freq. Time Forum Proc., 315-319 (Neufchâtel, 2001).
 26. [CR-2001b] S. Camou, S. Ballandras, V. Laude and P. Tournois, “Interface waves characteristics using effective permittivity and harmonic admittance approaches on common crystal cuts,” Europ. Freq. Time Forum Proc., 203-206 (Neufchâtel, 2001).
 27. [CR-2001c] Th. Pastureaud, D. Schenck, S. Camou, F. Semond, V. Laude and S. Ballandras, “Characterization of piezoelectric properties of AlN and GaN thin films deposited on Si(111) and sapphire by MBE and MOCVD techniques,” Europ. Freq. Time Forum Proc., 38-41 (Neufchâtel, 2001).
 28. [CR-2001d] V. Laude and S. Ballandras, “Characteristics of surface acoustic waves propagating obliquely in periodic electrode gratings,” IEEE Int. Freq. Control Symp., 01CH37218, 652-657 (Seattle, 2001).
 29. [CR-2001e] T. Pastureaud, A. Soufyane, V. Laude and S. Ballandras, “Stabilization of the simulation of SAW devices on stratified structures: Application to transverse plate mode resonators,” IEEE Int. Freq. Control Symp., 01CH37218, 629-634 (Seattle, 2001).
 30. [CR-2001f] V. Laude, Th. Pastureaud, S. Ballandras and A. Khelif, “Surface acoustic waves propagating on piezoelectric substrates under periodic arrays with large electrode thickness,” IEEE Int. Freq. Control Symp., 01CH37218, 661-665 (Seattle, 2001).
 31. [CR-2001g] L. Robert, V. Laude, S. Basrour, W. Daniau, T. Pastureaud, S. Ballandras, et A. Khelif, “Electroacoustic interaction between SAW and vibration modes of high-aspect-ratio electrodes built using LIGA-UV techniques on singly rotated lithium niobate wafers,” MEMS 2001 (IEEE, Berkeley, 2001).
 32. [CR-2001h] S. Ballandras, M. Wilm, M. Gijis, A. Sayah, V. Laude and E. Andrey, “Periodic arrays of transducers built using sand-blasting and ultrasound micromachining techniques for the fabrication of piezocomposite materials,” IEEE Ultrason. Symp. Proc. (Atlanta, 2001).
 33. [CR-2001i] M. Wilm, V. Laude, S. Ballandras, G. Pierre and W. Steichen, “A plane-wave expansion approach for modelling acoustic propagation in 2D and 3D piezoelectric periodic structures,” IEEE Ultrason. Symp. Proc. (Atlanta, 2001).
 34. [CR-2001j] V. Laude, L. Robert, A. Khelif, T. Pastureaud, M. Wilm, S. Basrour, W. Daniau and S. Ballandras, “Experimental observation of higher order surface acoustic modes in high aspect ratio electroplated nickel electrodes on Y+128 lithium niobate,” IEEE Ultrason. Symp. Proc. (Atlanta, 2001).
 35. [CR-2001k] S. Ballandras, T. Pastureaud, V. Laude, A. Soufyane and W. Daniau, “Characterization and prediction of transverse plate resonators built using mixed strip and groove gratings,” IEEE Ultrason. Symp. Proc. (Atlanta, 2001).

11.2 Liste des communications

11.2.1 Conférences sur invitation personnelle

1. [CI-1997] V. Laude “Etat de l’art et potentialités des cristaux liquides pour le traitement optique de l’information,” journée *traitement optique de l’information* de la SFO (Paris, 1997).

2. [CI-1998a] V. Laude et P. Tournois, "Superluminal tunneling times in layered media," *Laser Optics '98* (Saint Petersburg, 1998).
3. [CI-1998b] V. Laude et P. Tournois, "Development of new components for femtosecond lasers," invited talk at ETH Zurich (Zurich, 1998).
4. [CI-1999] V. Laude, C. Dirson, D. Delautre, S. Breugnot and J.-P. Huignard, "Applications of a liquid-crystal television used as an arbitrary quasi-phase modulator," *Workshop on Optical Information Processing* (Colmar, 1999).

11.2.2 Communications à des colloques, avec sélection sur résumés

Internationaux

1. [CC-1995a] V. Laude, Ph. Réfrégier et P. Chavel, "Optical implementation of optimal trade-off filters for the shadow casting incoherent correlator," *Optical Information Processing* (Mulhouse, 1995).
2. [CC-1995b] S. Formont, V. Laude et Ph. Réfrégier, "Small target tracking on image sequence using nonlinear optimal filtering," *Signal and Data Processing of Small Targets* (San Diego, 1995).
3. [CC-1996a] D. Dolfi, J. Tabourel, O. Durand, V. Laude, J.-P. Huignard et J. Chazelas, "Optical architectures for programmable filtering of microwave signals," *Radar Processing, Technology, and Applications* (1996).
4. [CC-1996b] A. Grunnet-Jepsen, S. Tonda et V. Laude, "Input image spectral density estimation for real-time adaption of correlation filters for optical pattern recognition," *Second International Conference on Optical Information Processing* (St Petersburg, 1996).
5. [CC-1997a] P. Tournois et V. Laude, "Negative tunneling time in frustrated thin film interferometers," CLEO'97 (Baltimore, 1997).
6. [CC-1997b] V. Laude, J.-P. Huignard, M. Defour et Ph. Réfrégier, "Optical image processing with the liquid crystal active lens," *New Image Processing Techniques and Applications: Algorithms, Methods, and Components II* (Munich, 1997).
7. [CC-1998a] F. Verluise, V. Laude, J.-P. Huignard et P. Tournois, "Design of an improved acousto-optic programmable dispersive filter," CLEO' 98 (San Francisco, 1998).
8. [CC-1998b] V. Laude et P. Tournois, "Stochastic optimization of broadband dispersion controlled mirrors," CLEO' 98 (San Francisco, 1998).
9. [CC-1998c] J. Colin, N. Landru, V. Laude, H. Rajbenbach and J.-P. Huignard, "Optical implementation of correlation filters for a photorefractive joint-transform correlator," *Algorithms, Devices, and Systems for Optical Information Processing II* (San Diego, 1998).
10. [CC-1998d] J. Colin, H. Rajbenbach, V. Laude, S. Breugnot and J.-P. Huignard, "High-speed compact photorefractive joint-transform correlator," *Algorithms, Devices, and Systems for Optical Information Processing II* (San Diego, 1998).
11. [CC-1998e] J. Colin, N. Landru, V. Laude, S. Breugnot, H. Rajbenbach et J.-P. Huignard, "High-speed photorefractive joint-transform correlator using optimized nonlinear filters," *Optics in Computing '98* (Brugge, 1998).
12. [CC-1999a] V. Laude, S. Olivier, C. Dirson et J.-P. Huignard, "Liquid-crystal Hartmann wavefront scanner," *Wavefront Sensing and its Applications* (Canterbury, 1999).
13. [CC-1999b] B. Wattelier, J.-P. Zou, Ch. Sauteret, A. Migus, V. Laude, B. Loiseaux, A. Delboulbé-Fortas, J.-P. Huignard, D. Husson, N. Blanchot, P.-Y. Baurès, J.-J. Laborie et B. Morbieu, "High-damage threshold gratings for ultra-bright lasers in the sub-ps regime," *International Conference on Inertial Fusion Sciences and Applications I* (Bordeaux, 1999).
14. [CC-1999c] F. Verluise, V. Laude, J.-P. Huignard, P. Tournois, Ch. Dorrer, S. Ranc, J.-Ph. Rousseau et J.-P. Chambaret, "Amplitude and phase shaping of TW ultrashort

- pulses using an acousto-optic programmable dispersive filter,” *Ultrafast Optics '99* (Ascona, 1999).
15. [CC-1999d] F. Verluise, V. Laude, Z. Cheng, Ch. Spielmann and P. Tournois, “Recent experimental achievements in pulse shaping using an acousto-optic programmable dispersive filter,” post-deadline paper, *Ultrafast Optics '99* (Ascona, 1999).
 16. [CC-1999e] D. Delautre, S. Breugnot et V. Laude, “Wide field-of-view coherent detection,” *Laser Radar Technology and Applications IV* (Orlando, 1999).
 17. [CC-1999f] V. Laude et P. Tournois, “Chirped-mirror-pairs for ultra-broadband dispersion control,” CLEO '99 (Baltimore, mai 1999).
 18. [CC-1999g] D. Delautre, S. Breugnot et V. Laude, “Wide field-of-view coherent detection,” *Laser Radar Technology and Applications IV*, (Kiev, septembre 1999).
 19. [CC-2000a] F. Verluise, P. Tournois, V. Laude, Z. Cheng and Ch. Spielmann, “Acousto-optic filter for femtosecond laser pulse shaping, gain narrowing and phase distortion compensation,” CLEO 2000 (San Francisco, mai 2000).
 20. [CC-2000b] G. Chériaux, J.-P. Rousseau, S. Ranc, J.-P. Chambaret, Ph. Balcou, V. Laude and L. Vigroux, “Compression of terawatt level pulses in the air,” CLEO 2000 (San Francisco, mai 2000).
 21. [CC-2000c] V. Laude, “Sub-femtosecond accuracy measurement of chirped mirrors,” CLEO 2000 (San Francisco, mai 2000).
 22. [CC-2000d] E. H. Horache, B. E. Benkelfat, Q. Zou and V. Laude, “Incoherent multiplex optical correlator for pattern recognition,” *Optics in Computing* (Quebec City, 2000).
 23. [CC-2000e] G. Chériaux, J.-P. Rousseau, J.-P. Chambaret, Ph. Balcou, V. Laude and L. Vigroux, “Hybrid Compressor for Terawatt Level Laser Chain,” CLEO Europe (Nice, 2000).
 24. [CC-2000f] F. Verluise, V. Laude and P. Tournois, “Design Parameters for the Acousto-Optic Programmable Filter Used in Femtosecond Laser Pulse Manipulation,” CLEO Europe (Nice, 2000).
 25. [CC-2000g] V. Laude, S. Olivier, C. Dirson and J.-P. Huignard, “Wavefront Measurement Using Electro-Optic Scanning with a Liquid-Crystal SLM,” CLEO Europe (Nice, 2000).
 26. [CC-2000h] S. Camou, S. Ballandras, V. Laude and P. Tournois, “Theoretical calculations of boundary waves using effective permittivity and harmonic admittance approaches on various combinations of materials,” IEEE Ultrason. Symp. Proc. (San Juan, 2000).
 27. [CC-2000i] Th. Pastureaud, V. Laude, A. Soufyane, S. Camou, S. Ballandras, D. Schenck et F. Semond, “AlN and GaN Layers Deposited on Sapphire or Silicon Substrates: Theory and Experiment,” IEEE Ultrason. Symp. Proc. (San Juan, 2000).
 28. [CC-2001a] V. Laude, S. Ballandras and J. Desbois, “Slowness curves for surface acoustic waves propagating in electrode gratings,” Europ. Freq. Time Forum Proc. (Neufchâtel, 2001).
 29. [CC-2001b] S. Camou, S. Ballandras, V. Laude and P. Tournois, “Interface waves characteristics using effective permittivity and harmonic admittance approaches on common crystal cuts,” Europ. Freq. Time Forum Proc. (Neufchâtel, 2001).
 30. [CC-2001c] Th. Pastureaud, D. Schenck, S. Camou, F. Semond, V. Laude and S. Ballandras, “Characterization of piezoelectric properties of AlN and GaN thin films deposited on Si(111) and sapphire by MBE and MOCVD techniques,” Europ. Freq. Time Forum Proc. (Neufchâtel, 2001).
 31. [CC-2001d] V. Laude and S. Ballandras, “Characteristics of surface acoustic waves propagating obliquely in periodic electrode gratings,” Int. Freq. Control Symp. (Seattle, 2001).
 32. [CC-2001e] T. Pastureaud, A. Soufyane, V. Laude and S. Ballandras, “Stabilization of the simulation of SAW devices on stratified structures: Application to transverse plate mode resonators,” Int. Freq. Control Symp. (Seattle, 2001).

33. [CC-2001f] V. Laude, Th. Pastureaud, S. Ballandras and A. Khelif, "Surface acoustic waves propagating on piezoelectric substrates under periodic arrays with large electrode thickness," *Int. Freq. Control Symp.* (Seattle, 2001).
34. [CC-2001g] L. Robert, V. Laude, S. Basrour, W. Daniau, T. Pastureaud, S. Ballandras, et A. Khelif, "Electroacoustic interaction between SAW and vibration modes of high-aspect-ratio electrodes built using LIGA-UV techniques on singly rotated lithium niobate wafers," *MEMS 2001* (IEEE, Berkeley, 2001).
35. [CC-2001h] S. Ballandras, M. Wilm, M. Gijjs, A. Sayah, V. Laude and E. Andrey, "Periodic arrays of transducers built using sand-blasting and ultrasound micromachining techniques for the fabrication of piezocomposite materials," *IEEE Ultrason. Symp. Proc.* (Atlanta, 2001).
36. [CC-2001i] M. Wilm, V. Laude, S. Ballandras, G. Pierre and W. Steichen, "A plane-wave expansion approach for modelling acoustic propagation in 2D and 3D piezoelectric periodic structures," *IEEE Ultrason. Symp. Proc.* (Atlanta, 2001).
37. [CC-2001j] V. Laude, L. Robert, A. Khelif, T. Pastureaud, M. Wilm, S. Basrour, W. Daniau and S. Ballandras, "Experimental observation of higher order surface acoustic modes in high aspect ratio electroplated nickel electrodes on Y+128 lithium niobate," *IEEE Ultrason. Symp. Proc.* (Atlanta, 2001).
38. [CC-2001k] S. Ballandras, T. Pastureaud, V. Laude, A. Soufyane and W. Daniau, "Characterization and prediction of transverse plate resonators built using mixed strip and groove gratings," *IEEE Ultrason. Symp. Proc.* (Atlanta, 2001).

Nationaux

1. [CN-1996a] V. Laude, J.-P. Huignard, M. Délon et Ph. Réfrégier, "Imageur optronique programmable avec modulateur spatial à cristal liquide," *Colloque Optronique et Défense* (Montigny le Bretonneux, 1996).
2. [CN-1996b] V. Laude, S. Formont, J.-P. Huignard, D. Broussoux et Ph. Réfrégier, "Corrélation optique et numérique appliquée à la correction terminale de trajectoire," *Colloque Optronique et Défense* (Montigny le Bretonneux, 1996).
3. [CN-1999] J.-P. Huignard, B. Loiseaux, V. Laude, B. Wattelier, A. migus and Ch. Dorrer. "Spatial and temporal processing of ultra-short laser pulses," *Horizons de l'Optique '99* (Bordeaux, 1999).

11.2.3 Communications diverses

1. [CD-1998] D. Delautre, S. Breugnot et V. Laude, "La loi de l'antenne en détection hétérodyne : mesures expérimentales," *Physique en herbe* (1998).

Bibliographie

- [1] S. S. Cotariu, S. E. Monroe Jr., and J. Knopp, "A live input, live filter, liquid crystal correlator," in *Advances in Optical Information Processing V*, Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng., 248–256 (1992).
- [2] Ph. Réfrégier, "Filter design for optical pattern recognition: Multi-criteria optimization approach," *Opt. Lett.* **15**, 854–856 (1990).
- [3] Ph. Réfrégier, "Optimal trade-off filters for noise robustness, sharpness of the correlation peak and Horner efficiency," *Opt. Lett.* **16**, 829–831 (1991).
- [4] D. Casasent, "Coherent optical pattern recognition: a review," *Optical Engineering* **24**, 26–32 (1985).
- [5] L. Bragg, "Lightning calculations with light," *Nature* **154**, 69–72 (1944).
- [6] P. L. Jackson, "Correlation function spatial filtering with incoherent light," *Appl. Opt.* **6**, 1272–1273 (1967).
- [7] E. L. Green, "Diffraction in lensless correlation," *Appl. Opt.* **7**, 1237–1239 (1968).
- [8] M. A. Monahan, K. Bromley, and R. P. Bocker, "Incoherent optical correlators," *proc. of IEEE* **65**, 121–129 (1977).
- [9] G. L. Rogers, *Noncoherent optical processing* (Wiley, New York, 1977).
- [10] H. Jeffreys, *Theory of probability* (Oxford University Press, London, 1961).
- [11] R. T. Cox, *The algebra of probable inference* (John Hopkins University Press, Baltimore, 1961).
- [12] E. T. Jaynes, "Prior probabilities," *IEEE Transactions on Systems Science and Cybernetics* **4**, 227–241 (1968).
- [13] G. L. Bretthorst, *Bayesian spectrum analysis and parameter estimation* (Springer-Verlag, Berlin, 1988).
- [14] J. Skilling, "Classic maximum entropy," in *Maximum entropy and Bayesian methods*, J. Skilling, ed. (Kluwer, The Netherlands, 1989).
- [15] A. Mohammad-Djafari, "Inverse Problems," in *Maximum Entropy and Bayesian Methods*, A. Mohammad-Djafari and G. Demoment, eds., pages 253–264 (Kluwer Academic Publishers, Dordrecht-Boston-London, 1992).
- [16] Ph. Réfrégier, B. Javidi, and G. Zhang, "Minimum mean-square-error filter for pattern recognition with spatially disjoint signal and scene noise," *Opt. Lett.* **18**, 1453–1456 (1993).
- [17] B. Javidi, Ph. Réfrégier, and P. Willet, "Optimum receiver design for pattern recognition with nonoverlapping target and scene noise," *Opt. Lett.* **18**, 1660–1662 (1993).
- [18] B. Loiseaux, G. Illiaquer, and J.-P. Huignard, "Dynamic optical cross-correlator using a liquid crystal light valve and a B.S.O. crystal in the Fourier plane," *Optical Engineering* **24**, 144–149 (1985).
- [19] H. Rajbenbach, S. Bann, and J.-P. Huignard, "A compact photorefractive joint transform correlator for industrial recognition tasks," *International Topical Meeting on Optical Computing 91*, Salt Lake City, USA , 260–263 (1991).

- [20] H. Rajbenbach, S. Bann, Ph. Réfrégier, P. Joffre, J.-P. Huignard, H. St. Buchkremer, A. S. Jensen, E. Rasmussen, K. H. Brenner, and G. Lohman, "Compact photorefractive correlator for robotic applications," *Appl. Opt.* **31**, 5666–5674 (1992).
- [21] B. Javidi, "Nonlinear matched filter based optical correlation," *Appl. Opt.* **28**, 4518–4520 (1989).
- [22] B. Javidi, "Nonlinear joint power spectrum based optical correlation," *Appl. Opt.* **28**, 2358–2367 (1989).
- [23] D. A. Gregory, J. A. Kirsch, and E. C. Tam, "Full complex modulation using liquid-crystal televisions," *Appl. Opt.* **31**, 163–165 (1992).
- [24] J. L. de Bougrenet de la Tocnaye and L. Dupont, "Complex amplitude modulation by use of liquid-crystal light modulators," *Appl. Opt.* **36**, 1730–1741 (1997).
- [25] L. Gonçalves Neto, D. Roberge, and Y. Sheng, "Programmable optical phase-mostly holograms with coupled-mode modulation liquid-crystal television," *Appl. Opt.* **34**, 1944–1950 (1995).
- [26] G. D. Love, "Wave-front correction and production of Zernicke modes with a liquid-crystal spatial light modulator," *Appl. Opt.* **36**, 1517–1524 (1997).
- [27] Z. Zhang, G. Lu, and F. T. S. Yu, "Simple method for measuring phase modulation in liquid crystal televisions," *Opt. Eng.* **33**, 3018–3022 (1994).
- [28] M. Yamauchi and T. Eiju, "Optimization of twisted nematic liquid crystal panels for spatial light phase modulation," *Opt. Commun.* **115**, 19–25 (1995).
- [29] E. C. Tam, S. Zhou, and M. R. Feldman, "Spatial-light-modulator-based electro-optical imaging system," *Appl. Opt.* **31**, 578–580 (1992).
- [30] E. C. Tam, "Smart electro-optical zoom lens," *Opt. Lett.* **17**, 369–371 (1992).
- [31] J. Amako, H. Miura, and T. Sonehara, "Wave-front control using liquid-crystal devices," *Appl. Opt.* **32**, 4323–4329 (1993).
- [32] R. J. Broessel, V. Dominic, and R. C. Hardie, "Image restoration of dispersion-degraded image from a liquid-crystal beam steerer," *Opt. Eng.* **34**, 3138–3145 (1995).
- [33] Y. Takaki and H. Ohzu, "Liquid-crystal active lens: a reconfigurable lens employing a phase modulator," *Opt. Commun.* **126**, 123–134 (1996).
- [34] Y. Takaki and H. Ohzu, "Reconfigurable lens with an electro-optical learning system," *Appl. Opt.* **35**, 6896–6908 (1996).
- [35] W. J. Dallas, "Phase quantization – a compact derivation," *Appl. Opt.* **10**, 673 (1971).
- [36] S. Pelleg, D. Keren, and L. Schweitzer, "Improving image resolution using subpixel motion," *Pattern Recognition Letters* **5**, 223–226 (1987).
- [37] G. Jacquemod, C. Odet, and R. Goutte, "Image resolution enhancement using subpixel camera displacement," *Signal Processing* **26**, 139–146 (1992).
- [38] R. R. Schultz and R. L. Stevenson, "Extraction of high-resolution frames from video sequences," *IEEE Transactions on Image Processing* **5**, 996–1011 (1996).
- [39] V. Tatarski, *Wave propagation in turbulent media* (Dover Publications, New-York, 1961).
- [40] D. L. Fried, "Optical heterodyne detection of an atmospherically distorted signal wave-front," *Proc. IEEE* **55**, 57–67 (1967).
- [41] S. Cohen, "Heterodyne detection: phase front alignment, beam spot size, and detector uniformity," *Appl. Opt.* **14**, 1953–1959 (1975).
- [42] R. V. Shack and B. C. Platt, "Production and use of a lenticular hartmann screen," *J. Opt. Soc. Am.* **61**, 656–656 (1971).
- [43] G. Hausler and G. Schneider, "Testing optics by experimental ray tracing with a lateral effect photodiode," *Appl. Opt.* **27**, 5160–5164 (1988).
- [44] C. Castellini, F. Francini, and B. Tiribilli, "Hartmann test modification for measuring ophthalmic progressive lenses," *Appl. Opt.* **33**, 4120–4124 (1994).

- [45] R. J. Noll, "Phase estimates from slope-type wave-front sensors," J. Opt. Soc. Am **68**, 139–140 (1978).
- [46] R. Cubalchini, "Modal wave-front estimation from phase derivative measurements," J. Opt. Soc. Am. **69**, 972–977 (1979).
- [47] B. R. Hunt, "Matrix formulation of the reconstruction of phase values from phase differences," J. Opt. Soc. Am. **69**, 393–399 (1979).
- [48] W. H. Southwell, "Wave-front estimation from wave-front slope measurements," J. Opt. Soc. Am. **70**, 998–1006 (1980).
- [49] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics* (Pergamon Press, New York, 1980).
- [50] T. Gires and P. Tournois, "Sur un interféromètre utilisable pour la compression d'impulsions lumineuses modulées en fréquence," C. R. Acad. Sci. **258**, 6112 (1964).
- [51] P. Tournois, "Negative group delay times in frustrated gires-tournois and fabry-perot interferometers," IEEE J. Quantum Electron. **33**, 519–526 (1997).
- [52] K. J. Resch, J. S. Lundeen, and A. M. Steinberg, "Total reflection cannot occur with a negative delay time," IEEE J. Quantum Electron. **37**, 794–799 (2001).
- [53] Ch. Spielmann, R. Szipöcs, A. Stingl, and F. Krausz, "Tunneling of optical pulses through photonic band gaps," Phys. Rev. Lett. **73**, 2308–2311 (1994).
- [54] A. M. Steinberg, P. G. Kwiat, and R. Y. Chiao, "Measurement of the single-photon tunneling time," Phys. Rev. Lett. **71**, 708–711 (1993).
- [55] R. Szipöcs and F. Krausz, "Dispersive dielectric mirror," US Patent 5,734,503 (1998).
- [56] R. Szipöcs, K. Ferencz, Ch. Spielmann, and F. Krausz, "Chirped multilayer coatings for broadband dispersion control in femtosecond lasers," Opt. Lett. **19**, 201–203 (1994).
- [57] A. Stingl, Ch. Spielmann, F. Krausz, and R. Szipöcs, "Generation of 11-fs pulses from a Ti:Sapphire laser without the use of prisms," Opt. Lett. **19**, 204–206 (1994).
- [58] Aarts E. and Korst J., *Simulated annealing and Boltzmann machines* (John Wiley and Sons, Inc., New York, 1989).
- [59] W. H. Knox, N. M. Pearson, K. D. Li, and C. A. Hirlimann, "Interferometric measurements of femtosecond group delay in optical components," Opt. Lett. **13**, 574–576 (1988).
- [60] K. Naganuma, K. Mogi, and H. Yamada, "Group-delay measurement using the fourier transform of an interferometric cross correlation generated by white light," Opt. Lett. **15**, 393–395 (1990).
- [61] D. H. Sutter, I. D. Jung, F. X. Kärtner, N. Matuschek, F. Morier-Genoud, V. Scheuer, M. Tilsch, T. Tschudi, and U. Keller, "Self-starting 6.5-fs pulses from a Ti:Sapphire laser using a semiconductor saturable absorber and double-chirped mirrors," IEEE J. Select. Topics Quantum Electron. **4**, 169–178 (1998).
- [62] P. Tournois, "Acousto-optic programmable dispersive filter for adaptive compensation of group delay time dispersion in laser systems," Opt. Commun. **140**, 245–249 (1997).
- [63] A. M. Weiner, D. E. Leaird, J. S. Patel, and J. R. Wullert, II, "Programmable shaping of femtosecond optical pulses by use of 128-element liquid crystal phase modulator," IEEE J. Quantum. Electron. **28**, 908–919 (1992).
- [64] Lord Rayleigh, "On waves propagating along the plane surface of an elastic solid," Proc. London Math. Soc. **7**, 4–11 (1885).
- [65] R. M. White and F. W. Voltmer, "Direct piezoelectric coupling to surface elastic waves," Appl. Phys. Lett. **17**, 314–316 (1965).
- [66] B. A. Auld, *Acoustic Fields and Waves in Solids* (Wiley, New-York, 1973).
- [67] G. Visintini, A. Baghai-Wadji, and O. Männer, "Modular two-dimensional analysis of SAW filters—part I: Theory," IEEE Trans. Ultrason. Ferroelec. Freq. Control **39**, 61–71 (1992).
- [68] A. L. Slobodnik, E. D. Conway, and R. T. Delmonico, *Microwave Acoustic Handbook* (Air Force Cambridge Research Laboratories, Bedford, Mass., 1973).

- [69] K. Hashimoto, G. Endoh, M. Ohmaru, and M. Yamaguchi, "Analysis of SAWs obliquely propagating under metallic gratings with finite thickness," *Jpn. J. Appl. Phys.* **35**, 3006–3009 (1996).
- [70] P. Ventura, J.-M. Hodé, J. Desbois, and Solal. M., "Combined FEM and green's function analysis of periodic SAW structure, application to the calculation of reflection and scattering parameters," *IEEE Trans. on Ultrason., Ferro. and Frequency Control* **48**, 1259–1274 (2001).
- [71] A. H. Fahmy and E. L. Adler, "Propagation of surface acoustic waves in multilayers: A matrix description," *Appl. Phys. Lett.* **22**, 495–497 (1973).
- [72] H. P. Reichinger and A. R. Baghai-Wadji, "Dynamic 2D analysis of SAW devices including mass-loading," in *IEEE Proc. Ultrason. Symp.*, IEEE, 263–266 (1992).
- [73] R. Stoneley, "Elastic waves at the surface of separation of two solids," *Proc. Roy. Soc. A* **106**, 416–428 (1924).
- [74] C. Maerfeld and P. Tournois, "Pure shear surface wave guided by the interface of two semi-infinite media," *Appl. Phys. Lett.* **19**, 117–118 (1971).
- [75] B. A. Auld, J. J. Gagnepain, and M. Tan, "Horizontal shear waves on corrugated surfaces," *Electron. Lett.* **12**, 650–651 (1976).
- [76] D. Royer and O. Casula, "A sensitive ultrasonis method for measuring transient motions of a surface," *Phys. Rev. Lett.* **67**, 3248–3250 (1995).