



# Matériaux et dispositifs pour le traitement optique du signal

Isabelle Zaquine

## ► To cite this version:

Isabelle Zaquine. Matériaux et dispositifs pour le traitement optique du signal. Optique [physics.optics]. Université paris sud 11, 2004. tel-03911047

**HAL Id: tel-03911047**

**<https://hal.science/tel-03911047>**

Submitted on 22 Dec 2022

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

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

Université de Paris Sud XI

# Matériaux et dispositifs pour le traitement optique du signal

Dossier de synthèse  
présenté par

Isabelle ZAQUINE

Département Traitement du Signal et de l'Image  
Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications

pour l'obtention d'une

HABILITATION À DIRIGER LES  
RECHERCHES

Soutenue le 18 octobre 2004 devant le jury composé de :

Pierre Ambs	Président
Robert Frey	Examineur
Jean-Pierre Huignard	Examineur
Jean-Louis Oudar	Rapporteur
Gilles Pauliat	Rapporteur
Michel Pugnet	Rapporteur



# Remerciements

Je remercie Jean-Louis Oudar, Gilles Pauliat et Michel Pugnet d'avoir accepté d'être rapporteurs de ce travail ainsi que Pierre Ambs, président du jury et Jean-Pierre Huignard examinateur.

Je souhaite insister sur le rôle important de Robert Frey dans les études réalisées à l'ENST. Sa grande compétence, sa solide expérience et son pouvoir de conviction légendaire ont été de puissants moteurs pour notre équipe. Je remercie Henri Maitre de m'avoir embauchée dans son département ; sa confiance et son soutien de mes projets ont beaucoup compté pour moi.

Je désire mentionner tout spécialement, Carole Moussu et Ludivine Menez sur le travail desquelles je me suis beaucoup appuyée pour rédiger ce manuscrit.

Chacun des étudiants que j'ai cotoyés a contribué aux résultats de recherche présentés. Je les remercie pour leurs bonnes idées, pour leur sérieux et pour leurs rires, pour leurs charlottes aux framboises ou leurs gateaux au chocolat et pour les nouvelles qu'ils continuent à m'envoyer.

Merci à tous les membres du département et à mes autres collègues. Une pensée particulière pour les habitants du bâtiment H, Najib, Mehdi, Alain, pour ses conseils éclairés, Christian, pour ses leçons d'histoire et les conversations à bâtons rompus sur le trajet de retour. Je tiens à exprimer le plaisir quotidien que j'ai à encadrer Aurélie et David, je leur suis très reconnaissante de tous les questionnements qu'ils soulèvent et qui ébranlent parfois de vieilles convictions.

Je tiens à remercier vivement Patricia Friedrich pour son dévouement et sa compétence exceptionnels, qui ensoleillent la vie au département.

Un grand merci aux collègues du passé, à ceux qui sont devenus des amis.

Merci à Cécile, Sébastien et Xavier.



# Table des matières

<b>Curriculum Vitae</b>	<b>vii</b>
<b>Préambule : parcours scientifique</b>	<b>xi</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Briques de base</b>	<b>3</b>
1.1 Optique non linéaire . . . . .	3
1.2 Réseaux de Bragg . . . . .	3
1.2.1 Rappels théoriques . . . . .	5
1.2.2 Applications . . . . .	8
1.3 Utilisation de résonnateurs en optique . . . . .	13
1.3.1 Résonnateurs de Fabry-Perot . . . . .	14
1.3.2 Applications des Fabry-Perot . . . . .	15
<b>2 Optimisation des matériaux</b>	<b>17</b>
2.1 Méthodes de caractérisation . . . . .	17
2.2 Matériaux utilisés actuellement . . . . .	18
2.2.1 Les cristaux liquides . . . . .	18
2.2.2 Les matériaux organiques . . . . .	20
2.2.3 Les verres photosensibles . . . . .	21
2.2.4 Les composés photoréfractifs . . . . .	21
2.2.5 Les semi-conducteurs . . . . .	22
2.2.6 Nanocristaux semi-conducteurs . . . . .	24
2.3 Semi-Conducteurs semi-magnétiques . . . . .	25
2.3.1 Propriétés . . . . .	25
2.3.2 Résultats obtenus en holographie dynamique . . . . .	26
2.4 Conclusion . . . . .	29
<b>3 Réseaux intracavités</b>	<b>31</b>
3.1 Revue bibliographique . . . . .	31

3.2	Description en ondes planes . . . . .	36
3.2.1	Exaltation de la diffraction . . . . .	38
3.2.2	Anticoïncidence des deux systèmes de résonance . . . .	38
3.3	Etude expérimentale . . . . .	41
3.4	Compléments de modélisation . . . . .	42
3.4.1	Étude du critère d'épaisseur . . . . .	43
3.4.2	Milieu absorbant ou amplificateur . . . . .	46
3.5	Un dispositif : filtre accordable en longueur d'onde . . . . .	47
<b>4</b>	<b>Travaux en cours</b>	<b>49</b>
4.1	Modélisation . . . . .	49
4.1.1	Faisceaux gaussiens . . . . .	49
4.1.2	Restitution d'images . . . . .	50
4.1.3	Réseau mince intracavité . . . . .	51
4.2	Milieu amplificateur . . . . .	51
4.3	Filtre accordable en longueur d'onde . . . . .	51
<b>5</b>	<b>Travaux antérieurs</b>	<b>53</b>
5.1	Synthèse et caractérisation hyperfréquence de matériaux . . . .	54
5.1.1	Céramiques pour l'électronique . . . . .	54
5.1.2	Technologie et Dispositifs Supraconducteurs . . . . .	55
5.2	Conception et caractérisation de dispositifs microondes . . . .	56
	<b>Conclusion, projet de recherche</b>	<b>59</b>
	<b>Liste de Publications</b>	<b>61</b>
	<b>Encadrement</b>	<b>67</b>
	<b>Enseignement</b>	<b>71</b>
	<b>Annexe : Sélection de publications</b>	<b>77</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>128</b>

# Curriculum Vitae

Isabelle ZAQUINE

ENST / Département TSI  
46, rue Barrault  
75634 Paris Cedex 13  
01 45 81 78 39  
isabelle.zaquine@enst.fr

née le 6 février 1960  
à Neuilly s/Seine  
nationalité française  
mariée, 2 enfants

## FORMATION

- *Ecole Nationale Supérieure d'Ingénieurs Electriciens de Grenoble* (ENSIEG), section Génie Physique (1982).
- *Diplôme d'Etudes Approfondies* "Matière et Rayonnement" de l'Université Scientifique et Médicale de Grenoble (1982).  
Stage de 4 mois dans le Groupe de Radioastronomie de l'Université Scientifique et Médicale de Grenoble.  
«Conception d'un système quasi-optique pour une antenne de radioastronomie millimétrique»
- Séjour de 3 mois au département de Physique de l'Université de Californie à Berkeley, USA (1983) dans l'équipe de P.L. Richards.  
«Expériences de mélange avec des jonctions SIS à 35 GHz»
- *Doctorat d'Ingénieur* de l'Université Scientifique et Médicale de Grenoble soutenu le 11 janvier 1985, mention : Très Honorable.  
Directeur de thèse : M. Renard  
Jury : M. Bouthinon, P. Encrenaz, M. Georgin, A. Regent, M. Renard.  
Laboratoire d'Électronique et de Technologie de l'Informatique (LETI), Groupe Josephson  
"Caractérisation de jonctions SIS dans un récepteur hétérodyne à 33 GHz"  
Encadrant : A. Régent



## EXPERIENCE PROFESSIONNELLE

### **1985-1991 Laboratoire Central de Recherche (Thomson-CSF / LCR)**

INGÉNIEUR DE RECHERCHE

1985-1987 Laboratoire «Céramiques pour l'Électronique» dirigé par J. P. Ganne

Optimisation de ferrites de lithium pour applications hyperfréquences, synthèse des matériaux et caractérisations hyperfréquences

1988-1991 Laboratoire «Technologies et Dispositifs Supraconducteurs» dirigé par D. Dieumegard

Dépôt de couches minces supraconductrices (YBaCuO); dépôt de couches minces ferrites, mise au point d'un SQUID à 77 K (YBaCuO massif), caractérisation de couches minces supraconductrices, détection infrarouge et millimétrique, gravure de microponts par faisceau d'ions focalisé.

### **1991-1995 Institut National Des Télécommunications (INT)**

Département Electronique et Physique dirigé par N. Spanjaard,

groupe «Micro-ondes et Optique» dirigé par C. Letrou

MAÎTRE DE CONFÉRENCES

#### *Recherche*

Conception et test de circuits uniplanaires en bande X, banc quasi-optique de caractérisation de matériaux dans la bande 110-170 GHz.

#### *Enseignement*

Physique des composants hyperfréquences, ondes et matière, propagation guidée, systèmes de communications hyperfréquences et optiques.

### **Depuis 1995 : Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications (Telecom Paris)**

Département Traitement du Signal et des Images dirigé par H. Maître,

groupe «Audio, Acoustique et Ondes» dirigé par Y. Grenier

MAÎTRE DE CONFÉRENCES

#### *Recherche*

Optique non linéaire : Analyse théorique et caractérisation d'un nouveau matériau holographique (CdMnTe). Calcul des propriétés diffractives d'un réseau d'indice dans un résonateur Fabry-Perot et mise en oeuvre expérimentale. Application au filtrage de fréquence rapidement reconfigurable.

#### *Enseignement*

Physique des semiconducteurs, physique quantique, physique statistique, optique nonlinéaire.

## PARTICIPATION A DES CONSEILS, COMMISSIONS

### 1. **Recherche**

- Comité d'organisation des Journées Nationales Microondes à Paris en 1995.
- Comité scientifique des Journées Nationales Microondes en 1995.
- Réseau «Ile de France» des laboratoires universitaires de recherche en hyperfréquence de la région parisienne.
- Conseil Interne de la Recherche de l'INT (1992-1995).
- Responsable des laboratoires d'optique au département TSI (depuis 1996)
- Groupe de Recherche «Matériaux et Fonctions de l'Optique Non Linéaire» (1998-2002).
- Membre de la Société Française d'Optique et de l'«European Optical Society».

### 2. **Enseignement**

- Comité de l'enseignement de Télécom Paris (1996/1997).
- Groupe de réflexion sur les enseignements de première année de Télécom Paris (1997).
- Participation aux entretiens d'admission sur titre à Télécom Paris (depuis 1999).

### 3. **Autres**

- Commission d'Orientation de la bibliothèque de l'INT (1992-1995).
- Groupe de réflexion sur l'achat de documents (2000).
- Correspondant «documentation» du département TSI (depuis 2000).
- Correspondant «communication» du département TSI (depuis 2003).



# Préambule : parcours scientifique

Après avoir soutenu en 1985 ma thèse de doctorat d'ingénieur, sur l'étude de jonctions supraconductrices pour la radioastronomie, j'ai poursuivi mes travaux de recherche au Laboratoire Central de Recherche de Thomson (actuellement Thales Research and Technology) sur l'optimisation de ferrites pour des dispositifs hyperfréquence. J'ai étudié les propriétés magnétiques, supraconductrices, en hyperfréquence de matériaux et la technologie de composés sous forme de céramiques et de couches minces.

Mon passage à l'enseignement-recherche a eu lieu en 1991, six ans après la soutenance de ma thèse. A l'Institut National des Télécommunications, j'ai commencé une activité de conception de circuits intégrés microondes. J'ai établi des collaborations avec le CNET, à Issy-les-Moulineaux et surtout à Lannion ce qui a permis l'accès à des moyens technologiques et le financement d'un étudiant en thèse sur la technologie uniplanaire.

La mise en place d'un banc de caractérisation quasi-optique de matériaux diélectriques dans le domaine millimétrique a été favorisée par des contacts avec le Département de Radioastronomie Millimétrique de l'Observatoire de Paris. J'ai participé à des enseignements existants en électromagnétisme et mis en place de nouveaux cours en interaction onde / matière et en physique des composants.

Mon transfert à Télécom Paris en 1995 a été un tournant très marquant sur le plan des thèmes de recherche et d'enseignement. J'y ai abordé l'optique non linéaire, dans le cadre de l'étude et l'optimisation des propriétés diffractives de divers matériaux, et de leur utilisation dans des dispositifs, parfois résonants, de traitement du signal optique. Sur le plan de l'enseignement, il a fallu en adapter le contenu au fil du temps pour prendre en compte un marché du travail en perpétuelle mutation.

Une grande constante de mes travaux de recherche depuis le début de ma thèse est la caractérisation de matériaux, indissociable d'une forte composante expérimentale. La réflexion théorique était donc toujours accompagnée de la résolution de problèmes pratiques, de mécanique, d'électronique, de cryogénie, de plomberie ... J'ai beaucoup apprécié la diversité de cette

approche de la recherche. J'ai aussi eu la chance d'aborder des problèmes physiques passionnants tels que la supraconductivité, le magnétisme et à présent l'optique non linéaire, des domaines tellement vastes et complexes, que l'on ne peut qu'être modeste sur les aspects que l'on pense maîtriser.

J'ai choisi de ne développer dans ce manuscrit que les travaux concernant l'optique non linéaire à laquelle je me consacre depuis 9 ans. Un résumé de mes recherches des années 1985 à 1995 est cependant présenté au chapitre 5. J'ai ajouté en fin de manuscrit les listes de toutes mes publications depuis ma thèse et des étudiants que j'ai encadrés (5 thèses et une vingtaine de stages). Mes activités d'enseignement sont ensuite décrites. Enfin, en annexe, le texte de mes principales publications des dix dernières années complète l'information fournie dans ce document.

Les travaux sont ceux des doctorants, dirigés par Robert Frey, ma contribution à l'encadrement des étudiants ayant progressivement augmenté au fil des années que j'ai passées à Télécom Paris. Mon objectif est d'utiliser mon expérience pour continuer à former de jeunes chercheurs.

Je souhaite montrer dans ce qui suit que l'ensemble de mes activités de ces dix dernières années s'inscrit de façon cohérente dans le contexte international des recherches sur les matériaux et les dispositifs pour le traitement optique de l'information, et me permet de proposer un projet de recherche original.

# Introduction

L'optique joue un rôle très important dans le domaine des télécommunications, grâce aux systèmes de transmission sur fibres qui offrent une qualité, une capacité et une distance entre amplificateurs inégalées [Joi03].

Les systèmes à multiplexage en longueur d'onde permettent maintenant de dépasser le cap symbolique du Tbit/s, avec des canaux de débit 10 Gbit/s espacés de 25 GHz.

Le grand développement du marché des réseaux de Télécommunications à la fin des années 1990 a également engendré des avancées technologiques majeures sur les lasers à semiconducteurs, les composants en fibres ou les micromiroirs (MEMS).

L'effondrement du marché pose bien sûr aux opérateurs le problème de la rentabilisation de leurs investissements, mais la demande en bande passante continue d'augmenter et une offre de nouveaux services se met progressivement en place pour exploiter la capacité installée. Dans ce contexte de ralentissement économique, le rôle de la recherche est double. Il faut, d'une part maintenir l'effort d'innovation dans un domaine qui n'est plus soutenu par l'industrie et utiliser les développements récents pour continuer à proposer les solutions les plus performantes possibles, et d'autre part contribuer à rendre la technologie moins coûteuse à produire, à mettre en oeuvre et à exploiter. Il est vraisemblable qu'une partie des solutions sera apportée par l'optique. Des réseaux de collaboration scientifiques, comme «Optics Valley» en région parisienne, se sont mis en place, qui permettent de maintenir une bonne cohérence entre les chercheurs universitaires et les industriels.

Pour le traitement de l'information, les défis actuels des chercheurs sont la synthèse de nouveaux matériaux, la compréhension profonde de leurs propriétés et la maîtrise de la technologie. En particulier les progrès sur les semiconducteurs permettent aux deux acteurs principaux des technologies de l'information que sont le transistor et le laser, d'être réalisés sur un même substrat. Il est probable que l'optique sera à terme associée à l'électronique pour repousser les limitations physiques des processus.

La qualité des sources joue aussi un rôle crucial pour une bonne exploi-

tation des possibilités de l'optique. Les nouveaux lasers sont de plus en plus compacts et ont une brillance élevée. De plus, le contrôle de leurs modes est un point clef de l'amélioration de leurs performances, qui permet d'adapter le profil du faisceau à une application donnée. Une des méthodes mises en œuvre pour opérer une discrimination entre les modes d'une structure laser est l'holographie dynamique intracavité.

Cette combinaison de sélectivité et d'exaltation de l'énergie électromagnétique associées à l'hologramme et à la cavité, est exploitable dans diverses configurations. Elle est susceptible d'améliorer les performances de dispositifs existants ou de permettre d'en concevoir de nouveaux.

Nous souhaitons montrer comment nos travaux dans ce domaine peuvent contribuer à exploiter les avantages de l'optique pour le traitement de l'information. Nous abordons les problématiques de la compréhension des propriétés des matériaux, de l'étude de nouveaux dispositifs et de leur utilisation éventuelle dans le domaine des télécommunications.

Nous situons au chapitre 1, les éléments de base de nos études : le cadre de l'optique non linéaire, les réseaux de Bragg et les résonateurs de Fabry-Perot. Il est utile de rappeler leurs principes et le contexte actuel de leurs applications afin de mettre en évidence les limitations à surmonter. Nous ne traitons que les quelques notions dont une connaissance précise est indispensable à la compréhension de l'apport de nos travaux.

Au chapitre 2, nous passons en revue différentes classes de matériaux utilisés en holographie pour décrire les phénomènes physiques qui sont à la base des effets non linéaires. Nous développons plus spécifiquement nos travaux sur les semiconducteurs semi-magnétiques.

Nous présentons dans le chapitre 3 une revue des publications sur des dispositifs proches de l'holographie intracavité, ou au moins utilisant un réseau dans une cavité. Nous décrivons ensuite nos propres études dans le domaine. Elles portent à la fois sur des aspects théoriques et des réalisations expérimentales.

Les travaux en cours sur l'affinement de notre modèle du réseau intracavité, l'étude, théorique dans un premier temps, du stockage et de la restitution d'images intracavité, la modélisation du régime de diffraction d'un réseau plan dans une cavité «épaisse», la mise en œuvre expérimentale de l'holographie intracavité en milieu amplificateur, et l'étude du filtrage fréquentiel reconfigurable font l'objet du chapitre 4, et ils nous permettent d'introduire un projet de recherche.

Notons que pour aider à distinguer entre nos propres travaux et les autres parties de ce manuscrit, nous avons utilisé pour celles-ci, une police de caractères plus petite.

# Chapitre 1

## Briques de base

### 1.1 Optique non linéaire

L'optique non linéaire est à la base de tous les travaux que nous décrivons. Il n'est cependant pas question d'en développer ici une théorie. Nous renvoyons le lecteur aux ouvrages de référence [She84, Yar97, Boy03].

Contentons nous de préciser quelques éléments de vocabulaire : On s'intéresse à la susceptibilité  $\chi$  d'un matériau, autrement dit à la polarisation  $\underline{P}$  qui y est induite par le champ électrique  $\underline{E}$  d'une onde électromagnétique :

$$\underline{P} = \chi^{(1)} \underline{E} + \chi^{(2)} \underline{E}^2 + \chi^{(3)} \underline{E}^3 + \dots \quad (1.1)$$

Le premier terme est la polarisation linéaire et, suivant les matériaux, on peut observer des phénomènes non linéaires d'ordre 2 ou d'ordre 3, qui donnent lieu à la génération d'ondes à des fréquences nouvelles, ou à la modification des ondes incidentes.

On se réfère aussi souvent à la constante diélectrique  $\epsilon$  et à l'indice de réfraction  $n$ , qui sont reliés à  $\chi$  par les équations (exprimées dans le système d'unités CGS) :

$$n^2 = \epsilon = 1 + 4\pi\chi \quad (1.2)$$

Dans le cas le plus général, ces grandeurs sont tensorielles. La partie imaginaire de la susceptibilité permet de décrire l'absorption.

Le tableau 1.1, emprunté à la référence [Eas93a], présente divers effets non linéaires.

### 1.2 Réseaux de Bragg

Les réseaux de Bragg peuvent être considérés comme un cas particulier extrêmement simple d'hologrammes de volume. En effet, un réseau sinusoidal est obtenu en faisant interférer deux ondes planes, dont l'une joue le rôle de référence et l'autre



Processus	Susceptibilité	Pulsation(s) en entrée	Pulsation(s) en sortie
Dispersion linéaire	$\chi^{(1)}(\omega_1; \omega_1)$	$\omega_1$	$\omega_1$
Effet électro-optique linéaire (Pockels)	$\chi^{(2)}(\omega_1; \omega_1, 0)$	$\omega_1, 0$	$\omega_1$
Rectification optique	$\chi^{(2)}(0; -\omega_1, \omega_1)$	$\omega_1$	0
Génération de la fréquence somme	$\chi^{(2)}(\omega_3; \omega_1, \omega_2)$	$\omega_1, \omega_2$	$\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$
Génération d'harmonique 2	$\chi^{(2)}(\omega_3; \omega_1, \omega_1)$	$\omega_1$	$\omega_3 = 2\omega_1$
Génération de la fréquence différence	$\chi^{(2)}(\omega_2; -\omega_3, \omega_1)$	$\omega_1$	$\omega_2, \omega_3 (\omega_1 = \omega_2 + \omega_3)$
Effet électro-optique quadratique (Kerr)	$\chi^{(3)}(\omega_1; 0, 0, \omega_1)$	$\omega_1, 0$	$\omega_1$
Génération de la fréquence somme	$\chi^{(3)}(\omega_4; \omega_1, \omega_2, \omega_3)$	$\omega_1, \omega_2, \omega_3$	$\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 + \omega_3$
Génération d'harmonique 3	$\chi^{(3)}(\omega_4; \omega_1, \omega_1, \omega_1)$	$\omega_1$	$\omega_4 = 3\omega_1$
Effet Kerr optique	$\chi^{(3)}(\omega_1; \omega_1, -\omega_1, \omega_1)$	$\omega_1$	$\omega_1$
Mélange à 4 ondes	$\chi^{(3)}(\omega_3; -\omega_4, \omega_1, \omega_2)$	$\omega_1, \omega_2$	$\omega_3, \omega_4$
	$\chi^{(3)}(\omega_4; -\omega_3, \omega_1, \omega_2)$		$(\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4)$
	$\chi^{(3)}(\omega_2; -\omega_3, -\omega_4, \omega_1)$	$\omega_1$	$\omega_2, \omega_3, \omega_4$ $(\omega_1 = \omega_2 + \omega_3 + \omega_4)$

TAB. 1.1 – Différents effets non linéaires

de faisceau objet. On caractérise un réseau par son pas  $\Lambda$  ou son vecteur d'onde  $K = 2\pi/\Lambda$  et par sa modulation d'indice maximale  $\Delta n$  éventuellement complexe.

On rencontre des réseaux de Bragg en *transmission* ou en *réflexion*, suivant que les franges sont parallèles ou perpendiculaires à la direction de propagation, le cas le plus général étant celui des réseaux “inclinés”. Les propriétés d'un réseau dépendent fortement de son épaisseur qui détermine le régime de diffraction, abordé au chapitre 3.

### 1.2.1 Rappels théoriques

Selon le théorème de Floquet, la périodicité de la variation d'indice détermine la forme des champs qui peuvent exister dans un réseau. Pour une onde incidente donnée de vecteur d'onde  $\underline{k}_i$ , dans un milieu infini périodique, l'harmonique spatiale de vecteur  $p\underline{K}$  du réseau donne lieu à une onde diffractée d'ordre  $p$  dont le vecteur d'onde  $\underline{k}_p$  vérifie la relation :

$$\underline{k}_p = \underline{k}_i - p\underline{K} \quad (1.3)$$

On peut voir cette condition comme une conservation du moment. Nous avons adopté une convention de signe différente de manière à appeler ordre  $-p$  celui qui vérifie l'équation 1.3.

L'efficacité de diffraction d'un réseau de diffraction peut être calculée par la *méthode des ondes couplées* ou par la *méthode modale* [Gay82].

La première consiste à développer le champ électromagnétique dans le milieu périodique, sous forme d'une somme d'harmoniques spatiales, qui se propagent dans le milieu en échangeant de l'énergie au cours de leur progression. Le milieu est d'épaisseur finie suivant la direction de propagation  $z$ , mais considéré comme infini suivant la direction perpendiculaire  $x$ . Il est donc considéré comme périodique uniquement suivant  $x$ . Le théorème de Floquet donne alors simplement la relation :  $\underline{k}_p \cdot \hat{x} = \underline{k}_i \cdot \hat{x} - p\underline{K} \cdot \hat{x}$ . L'amplitude des ondes diffractées dépend de  $z$ , et seule la somme de ces ondes vérifie l'équation de propagation.

La méthode modale, elle, consiste à développer le champ sur tous les modes qui peuvent exister dans le milieu périodique. L'amplitude de chaque mode est périodique. Le développement comporte des ondes qui se propagent vers l'avant ou vers l'arrière et chaque composante vérifie individuellement l'équation de propagation. Certaines peuvent être évanescentes. Les harmoniques spatiales peuvent être considérées comme des développements en série de Fourier de l'amplitude périodique des ondes.

Les deux approches décrivent rigoureusement le problème et sont équivalentes.

En pratique, on utilise la plupart du temps des approximations. En particulier, l'hypothèse de *l'enveloppe lentement variable* permet de négliger les dérivées secondes des amplitudes par rapport à  $z$ .

Les autres types d'approximations possibles dépendent de l'épaisseur du réseau. En effet, s'il est épais, l'onde diffractée n'a une amplitude non négligeable que si

les contributions diffractées au cours de la traversée du milieu interfèrent constructivement. La condition de résonance de Bragg traduit cette contrainte :

$$\underline{k}_i = \underline{k}_d + \underline{K} \quad (1.4)$$

Pour un réseau donné, une seule direction incidente permet de réaliser parfaitement cette adaptation de phase entre l'onde incidente et l'onde diffractée à l'ordre  $-1$  et pour cette direction, tout se passe comme si l'onde diffractée était le résultat d'une réflexion sur les strates du réseau. Si l'épaisseur du réseau est assez grande, les ordres supérieurs de diffraction ont une intensité négligeable. Notons au passage que l'onde à l'incidence de Bragg est la solution donnée par le théorème de Floquet pour le milieu périodique infini.

Le modèle le plus couramment cité pour les réseaux épais est celui développé par Kogelnik [Kog69] qui ne prend en compte qu'un ordre diffracté et l'onde transmise. De cette manière, l'équation de propagation se ramène à un système de deux équations différentielles couplées du premier ordre, que l'on peut résoudre analytiquement. On obtient pour un réseau en transmission par exemple, avec un faisceau à l'incidence de Bragg  $i_B$ , une efficacité de diffraction en amplitude de la forme :

$$S_B(z) = -j \sin\left(\frac{\pi \Delta n z}{\lambda \cos i_B}\right) \quad (1.5)$$

Notons ici que l'on peut diffracter toute l'énergie du faisceau incident, pourvu que la modulation d'indice et/ou l'épaisseur du réseau soient assez grandes pour réaliser la condition  $\pi \Delta n z / (\lambda \cos i_B) = \pi/2$  [ $\pi$ ].

On peut mentionner pour mémoire le cas du réseau mince, bien qu'il n'entre pas dans la catégorie des réseaux de Bragg qui font l'objet de cette section. La théorie de Raman-Nath [Ram35] permet de calculer l'amplitude diffractée dans les différents ordres, en négligeant totalement la désadaptation de phase, quelles que soient l'incidence  $i$  et la longueur d'onde  $\lambda$ . On obtient une efficacité de diffraction dans l'ordre  $p$  de la forme :

$$S_p(z) = (-j)^p J_p\left(\frac{2\pi \Delta n z}{\lambda \cos i}\right) \quad (1.6)$$

où  $J_p$  est la fonction de Bessel d'ordre  $p$ . Les domaines de validité de ces deux approximations sont délimités par un "critère d'épaisseur". On parle de régime de diffraction de Bragg ou de Raman-Nath. Nous y reviendrons dans le chapitre 3.

Pour beaucoup d'applications, il est utile de décrire la variation de l'amplitude diffractée par un réseau d'indice de volume, si l'on s'écarte de la condition de Bragg. On posera :

$$\underline{\Delta k} = \underline{k}_i - \underline{k}_d - \underline{K} \quad (1.7)$$

On peut traiter l'exemple du réseau en transmission, où la variation d'indice est périodique suivant  $x$ , où la propagation se fait suivant  $z$ , le réseau étant d'épaisseur  $l$  et où le désaccord de Bragg résulte d'un changement d'incidence. La désadaptation de phase vient alors de la différence entre les projections sur  $z$  des vecteurs d'onde incident à l'angle  $i$  et diffracté à l'angle  $\theta$  :

$$|\underline{\Delta k}| = \Delta k = k(\cos i - \cos \theta) \quad (1.8)$$

L'approximation d'une amplitude diffractée par unité de longueur constante dans toute l'épaisseur du réseau permet une analyse très simple. Lorsqu'on s'écarte de la condition de Bragg, l'amplitude diffractée est multipliée par la somme de toutes les contributions des déphasages à chaque profondeur entre l'onde incidente et l'onde diffractée.

$$A \propto \int_0^l \exp(j\Delta k z) dz \quad (1.9)$$

On obtient une dépendance en sinus cardinal :

$$A \propto \text{sinc}\left(\frac{\Delta k l}{2}\right) \quad (1.10)$$

Quand on s'écarte de l'incidence de Bragg, on trouve des maxima d'amplitude diffractée à chaque fois que le déphasage obtenu à l'extrémité de l'échantillon  $\Delta k l$  vaut un nombre impair de  $\pi$ , et des zéros quand il est multiple de  $2\pi$ . En effet, l'intégrale de l'exponentielle complexe change de signe toutes les demi-périodes. Elle est donc nulle sur une période complète et maximale sur une demi-période. Pour des angles très différents de Bragg, l'amplitude diffractée est quasiment nulle.

Que le réseau soit en réflexion ou en transmission, l'efficacité de diffraction présente toujours un maximum principal correspondant à la résonance de Bragg et des maxima secondaires. Les trois paramètres importants pour les applications sont la hauteur du pic de Bragg, c'est-à-dire l'efficacité de diffraction maximum, sa largeur à mi-hauteur, quand on s'écarte de la résonance en variant l'angle ou la longueur d'onde, et la hauteur des pics secondaires. On verra dans la section suivante, l'impact de ces caractéristiques. Notons cependant qu'elles dépendent toutes les trois d'un paramètre normalisé noté  $\nu$  par Kogelnik [Kog69] :

$$\nu = \frac{\pi \Delta n l}{\lambda \sqrt{\cos i \cos \theta}} \quad (1.11)$$

L'efficacité maximale du réseau en transmission vaut 1 si  $\nu$  est multiple impair de  $\pi/2$ , alors qu'elle tend vers 1 quand  $\nu$  tend vers  $\infty$  pour le réseau en réflexion. Notons pour mémoire qu'elle vaut 0,96 pour  $\nu = 3\pi/4$ . Quand  $\nu$  augmente, la largeur du pic de Bragg diminue pour le réseau en transmission alors qu'elle augmente pour le réseau en réflexion, mais dans les deux cas, le niveau des maxima secondaires relativement au pic principal, augmente avec  $\nu$ . Notons aussi que pour une valeur de  $\nu$  donnée et à faible incidence, le réseau en réflexion est beaucoup plus sélectif en longueur d'onde que le réseau en transmission.

La réduction du niveau des lobes secondaires des réseaux de volume est un problème important. On parle d'*apodisation*. On peut par exemple modifier la modulation d'indice en faisant varier l'indice maximum suivant un profil gaussien par exemple. On obtient de cette manière une réduction de plusieurs ordres de grandeur [Oth99a].

### 1.2.2 Applications

Les réseaux de Bragg sont un élément de base de nombreuses applications. Ils peuvent être inscrits sur tous les supports dont on sait faire varier l'indice. Nous reviendrons sur les matériaux utilisés au chapitre 2. On emploie en général des techniques d'inscription optique, par interférométrie ou par illumination à travers un masque, mais on peut aussi utiliser des champs électriques appliqués le plus souvent par l'intermédiaire d'électrodes transparentes.

On distingue les réseaux par leur durée de vie, qui varie selon les matériaux. On peut passer de la picoseconde dans les semiconducteurs à des réseaux permanents, dans les verres photosensibles des fibres optiques, les photopolymères ou même les plaques argentiques pour l'holographie traditionnelle.

#### Réseaux de Bragg en fibres optiques

Les réseaux de Bragg inscrits dans les fibres optiques tiennent une place très importante par leurs applications dans le domaine des télécommunications [Oth99b]. On peut citer les lasers de pompe stabilisés en longueur d'onde, les lasers Raman en fibre, les amplificateurs en fibre et les multiplexeurs en insertion/extraction qui sont déjà des produits commerciaux. Les réseaux à pas linéairement variable viennent concurrencer les fibres à compensation de dispersion. Des filtres très sélectifs peuvent également être fabriqués, en réponse à la demande toujours plus forte de filtrage liée au faible espacement entre canaux du multiplexage dense en longueur d'onde.

La réflectivité, l'isolation, la bande passante et les caractéristiques de dispersion peuvent être ajustées pour produire des réseaux optimisés en vue d'applications spécifiques.

#### Miroirs de Bragg

Les *miroirs de Bragg* sont des réseaux en réflexion bien particuliers puisqu'il s'agit d'un empilement planaire de couches d'épaisseur  $\lambda/4$  de deux matériaux d'indices différents en alternance, qui vise à obtenir une bande de réflectivité maximum centrée sur  $\lambda$ . La réflectivité d'un miroir de Bragg dépend du nombre de couches et de la différence d'indice entre les deux matériaux employés, mais aussi de la nature des milieux adjacents, soit l'air, le substrat ou un milieu actif.

Toutes les valeurs de réflectivité sont réalisables à une longueur d'onde donnée. Les

conditions à réunir portent sur la pureté des couches diélectriques pour éviter l'absorption, l'état des surfaces et des interfaces pour éviter la diffusion de la lumière et le contrôle très précis de l'épaisseur des couches pour atteindre une longueur d'onde donnée. Les meilleures couches diélectriques sont les couches épitaxiées, obtenues par épitaxie par jet moléculaire par exemple.

Les miroirs ainsi obtenus ont l'énorme avantage d'être intégrables. On dépose de la même manière le milieu actif du dispositif, au-dessus d'un miroir ou entre deux miroirs formant un résonateur. C'est le principe des lasers semiconducteurs à cavités verticales (VCSELs). On parle aussi parfois de réflecteurs de Bragg distribués (DBR ou Distributed Bragg Reflectors dans la littérature anglosaxonne).

Des matériaux différents sont utilisés en fonction de la gamme de longueurs d'onde d'intérêt. Il s'agit le plus souvent de semiconducteurs III-V ou II-VI, pour les dispositifs travaillant dans le visible ou le proche infra-rouge, mais on utilise également des sels de plomb, pour des applications telles que la spectrométrie laser ou la spectroscopie de gaz, dans la gamme infra-rouge médiane. On peut aussi fabriquer des miroirs de Bragg présentant plusieurs bandes de réflexion [Hei01] centrées sur des longueurs d'onde différentes, pour des dispositifs émetteurs ou détecteurs à deux longueurs d'onde.

### Interconnexion, réseaux de neurones

Une propriété élémentaire commune aux réseaux en réflexion et en transmission est la génération d'un faisceau diffracté, dans une direction différente de celle du faisceau incident. On vient de voir un exemple d'utilisation des réseaux en réflexion comme miroirs puisque le diffracté est dans la direction du réfléchi, la fonction correspondante pour un réseau en transmission est la déflexion de faisceau. Si l'on passe, pour cette fonction élémentaire, du réseau simple à un hologramme, on réalise un dispositif d'interconnexion, capable de relier le point source du faisceau de référence aux  $N^2$  pixels de l'image qu'il restitue. Si on utilise de plus une technique de multiplexage,  $M$  faisceaux de références donnent une superposition cohérente d'images dont les amplitudes sont proportionnelles à celles des faisceaux de référence et aux variations d'indice de chaque réseau élémentaire. On peut parler d'interconnexion pondérée entre  $M$  entrées et  $N^2$  sorties. Ce principe de base s'applique donc aux interconnexions [Hsu01] mais aussi aux réseaux de neurones.

Dans ce dernier cas, la phase d'apprentissage correspond à l'écriture de l'hologramme, par interférence entre un faisceau de référence et  $M$  faisceaux d'apprentissage. Dans un deuxième temps, on coupe les faisceaux d'apprentissage et le faisceau de référence est connecté par diffraction aux points images des sources des faisceaux d'apprentissage. Pour obtenir de grandes capacités, on utilise, comme pour les mémoires, des réseaux épais dans lesquels on peut tirer parti de la sélectivité de Bragg pour faire du multiplexage avec une diaphotie limitée. Le renforcement des poids sur certains neurones se fait en variant l'amplitude de faisceaux d'apprentissage choisis, de manière à maximiser l'une des sorties, c'est-à-dire l'intensité sur l'un des pixels de la caméra.

Selon les dispositifs, on choisit l'holographie statique, pour laquelle le réseau est enregistré de manière permanente dans un milieu support de l'information, ou l'holographie dynamique qui permet d'enregistrer et de relire simultanément.

L'holographie dynamique, par son caractère réversible et son potentiel d'adaptation en temps réel, ouvre un champ de possibilités applicables aussi au domaine des télécommunications, et de manière plus générale à celui du traitement de données. De plus, elle peut être utilisée pour caractériser les propriétés non linéaires des matériaux, comme on le verra dans les chapitres suivants.

### **Interférométrie holographique**

Une application actuellement très développée est l'interférométrie holographique qui permet d'analyser les vibrations d'un objet. Une double exposition permet de faire interférer les fronts d'onde construits à partir de deux hologrammes de l'objet enregistrés à deux instants différents sur le même support. Cette méthode interférométrique est utilisée dans les industries aéronautique et automobile, avec des lasers à rubis et des plaques argentiques qui doivent être développées et repositionnées avant que l'on ait accès à l'information. L'holographie dynamique utilisant des cristaux photoréfractifs permet une analyse en temps réel et à moindre coût [Lab97]. On peut déterminer l'amplitude et le signe du déphasage. Pour augmenter la surface observée et la précision, il faut optimiser l'association matériau photoréfractif/ longueur d'onde de mesure. On doit en effet obtenir le meilleur compromis entre une grande sensibilité, qui nécessite souvent le dopage des cristaux, et une bonne qualité optique pour limiter la diffusion. La surface, l'épaisseur et le gain du milieu photoréfractif sont également essentiels.

Il est important de souligner qu'il s'agit d'une application industrialisée de l'holographie dynamique, même si des études complémentaires sont envisagées, entre autres sur les matériaux [Pau00].

### **Correction dynamique de faisceaux**

Un autre domaine d'application industrielle de l'holographie dynamique est la correction dynamique des distortions de faisceaux lasers utilisant un miroir à conjugaison de phase [Lev00a].

Dans les milieux laser, la dissipation d'une partie de l'énergie de pompage sous forme de chaleur provoque des distortions de phase importantes, ce qui dégrade la qualité spatiale du faisceau. La solution consiste à faire repasser le faisceau déformé dans le milieu amplificateur déformant, après réflexion sur le miroir à conjugaison de phase. Toutes les modifications induites par le premier passage sont ainsi compensées lors du deuxième. Il existe plusieurs types de miroirs à conjugaison de phase dont les plus classiques utilisent la diffusion Brillouin stimulée, dans des gaz à haute pression ou dans des liquides.

Nous nous intéressons plutôt ici à la configuration de mélange à quatre ondes dé-

généralisé qui peut être réalisé dans n'importe quel matériau non-linéaire. De bons résultats sont obtenus au moyen de cristaux photoréfractifs. On peut citer le miroir à conjugaison de phase obtenu à partir d'un oscillateur à rétroaction (feedback loop oscillator) réalisant une conjugaison de phase auto-pompée dans un cristal de titanate de baryum dopé au cobalt [Mag95].

Dans les sources où le miroir à conjugaison de phase ne peut être utilisé, le "nettoyage" du faisceau par mélange à deux ondes dans un cristal photoréfractif constitue une alternative intéressante. Il s'agit de transférer de l'énergie d'un faisceau amplifié dont le front d'onde a été déformé par l'amplification, vers un faisceau "propre", en conservant le front d'onde limité par la diffraction. Le matériau photoréfractif utilisé, un cristal de  $BaTiO_3$  doit être optimisé pour cette application. Comme souvent, un compromis doit être trouvé entre le critère de gain maximum et celui de bruit minimum ("beam fanning", c'est-à-dire amplification de la lumière diffusée dans le cristal).

Enfin, on peut réaliser le mélange à quatre ondes dans le milieu laser lui-même en exploitant le mécanisme de saturation du gain laser.

Pour chacun de ces exemples, le choix du matériau doit être adapté à la longueur d'onde, au régime temporel et à la puissance du laser à équiper.

## Mémoires holographiques

Un important sujet d'étude est celui des mémoires holographiques dont on a longtemps espéré qu'elles dépasseraient en capacité les mémoires numériques. Elles permettent d'enregistrer une image transférée sur un faisceau, au moyen d'un modulateur spatial de lumière par exemple. On fait interférer le faisceau image avec un faisceau de référence pour écrire un hologramme. Pour en enregistrer un grand nombre dans un même milieu, il faut changer l'un des paramètres d'écriture, comme l'angle d'incidence, la phase ou la longueur d'onde du faisceau de référence, et ce paramètre variable sert alors d'adresse. On peut augmenter la densité du multiplexage d'autant plus que l'hologramme est sélectif en angle ou en longueur d'onde, ou que l'on peut combiner plusieurs types de multiplexage. On doit aussi pouvoir lire un hologramme sans obtenir de signal provenant de son voisin, et on cherche donc à éliminer ou à minimiser la diaphotie [Li94, Ras93, Dai97]. Si l'on se base sur l'étude d'un réseau de Bragg pour évaluer les performances potentielles, les correspondances sont très simples. La largeur du pic de Bragg en fonction d'une variable de multiplexage détermine une limite sur le nombre de réseaux que l'on peut enregistrer dans une gamme donnée de cette variable, et la hauteur du lobe principal par rapport aux lobes secondaires fixe le rapport signal sur bruit à la restitution. La modulation d'indice est "partagée" entre les hologrammes stockés et une grande qualité optique est donc nécessaire, en raison de la faible efficacité de diffraction par hologramme. Pour les archives, la stabilité au long terme est nécessaire.

Nous avons déjà mentionné dans la section précédente l'apodisation qui permet de réduire le niveau des lobes secondaires. De nombreuses études visent aussi à



modifier les conditions d'enregistrement ou de lecture de manière à optimiser ces paramètres.

Là encore, les propriétés des matériaux restent à améliorer, en terme de surface, d'épaisseur, de sensibilité, de modulation d'indice, avant que les mémoires holographiques puissent concurrencer les technologies actuellement en place [Pau00] même si un premier démonstrateur industriel a été présenté récemment [Wil04]. Nous verrons plus loin comment se situent nos travaux par rapport à cette démarche.

## Reconnaissance des formes

La reconnaissance des formes par voie optique a donné lieu à un grand nombre d'études ces dernières années [Tri98] et il est possible que l'on arrive à court terme à des réalisations dépassant les performances des techniques numériques [Pau00]. On utilise l'holographie pour calculer le produit des transformées de Fourier de deux signaux, elles-mêmes obtenues au foyer de lentilles. Il suffit de reprendre ensuite la transformée de Fourier du résultat pour aboutir au produit de corrélation des signaux initiaux. Ainsi on peut par exemple, retrouver un objet connu dans une scène en cherchant un maximum de la fonction de corrélation entre l'objet et des parties de la scène.

Cette application bénéficie des énormes progrès de ces dernières années sur les modulateurs spatiaux de lumière qui peuvent générer les signaux d'entrée. Des cristaux photoréfractifs peuvent être utilisés dans les corrélateurs, pour y stocker et y relire les produits de corrélation entre l'objet à reconnaître et la scène dans laquelle on le recherche. On peut distinguer les corrélateurs à transformée conjointe pour lesquels des matériaux rapides sans effet de mémoire sont nécessaires et le corrélateur de van der Lugt pour lequel des matériaux lents avec un long effet de mémoire permettent de stocker l'hologramme de l'objet à reconnaître et de le comparer plusieurs fois à la scène où il est recherché.

Le choix de l'épaisseur du cristal est assez critique pour trouver un compromis entre d'une part une grande sélectivité de Bragg qui permet de maximiser la quantité d'information stockée et de limiter la diaphotie et d'autre part une invariance en translation pour que le champ de vision ne soit pas trop limité [Dan95a, Dan95b]. Les cristaux photoréfractifs sont également proposés comme mémoire tampon permettant de présenter les filtres d'entrée à haute cadence [Pau00].

Les quelques applications présentées ici permettent de mettre en évidence l'importance de l'holographie et la nécessité toujours pressante d'améliorer les matériaux. La gamme de longueur d'onde de sensibilité, qui détermine le type de source laser que l'on pourra utiliser, l'absorption, les coefficients électrooptiques ou les susceptibilités non-linéaires, la sensibilité, la modulation d'indice maximale, la sélectivité de Bragg, la qualité optique et les dimensions du cristal, la mobilité des porteurs, les temps de réponse, l'effet de mémoire sont autant de caractéristiques à optimiser selon l'application visée.

L'inscription et la lecture de réseaux de Bragg peuvent fournir une grande par-

tie des données pertinentes pour prévoir les performances de matériaux dans de nombreux dispositifs.

## 1.3 Utilisation de résonnateurs en optique

Les résonnateurs jouent en optique le rôle des rétroactions que l'on introduit en électronique pour passer d'un amplificateur à un oscillateur. Il s'agit de favoriser un mode de fonctionnement en augmentant son gain par rapport aux autres. En particulier, les dimensions et la forme du résonnateur vont définir les caractéristiques longitudinales et transversales de l'onde émise, c'est-à-dire la fréquence et la forme des surfaces d'onde du signal lumineux.

Un résonnateur permet de concentrer l'énergie électromagnétique dans un volume donné. L'une au moins de ses dimensions est un multiple de la longueur d'onde, permettant des interférences constructives entre les réflexions multiples sur ses parois.

Une caractéristique importante du résonnateur est le temps d'amortissement  $\tau$  ou la durée de vie d'une impulsion qui y est injectée. Le *facteur de qualité* ou *coefficient de surtension*  $Q = \omega\tau$  est le produit de la pulsation de l'onde  $\omega$  par ce temps d'amortissement. Selon l'emploi que l'on fait de la cavité, il est utile d'exprimer  $Q$  en fonction de différents paramètres. Il est proportionnel au rapport de l'énergie de l'onde dans la cavité à l'énergie perdue en une période ou, ce qui revient au même, au nombre de périodes avant amortissement. Il correspond aussi au rapport de la densité d'énergie stockée dans la cavité à celle du faisceau incident.

Si la configuration est linéaire, une onde stationnaire s'établit et les maxima d'énergie se trouvent au niveau des ventres de cette onde, alors que si elle est en anneau, on peut faire le choix d'un sens unique de circulation de l'onde progressive, afin d'obtenir une répartition uniforme de l'énergie.

Un résonnateur permet de mettre en évidence une faible variation d'un paramètre. On l'utilise pour caractériser des matériaux afin de démultiplier la sensibilité de la mesure.

La condition d'interférences constructives n'étant réalisée que pour un ensemble discret de valeurs des paramètres du dispositif, le résonnateur est très sélectif, d'où son potentiel à filtrer.

La principale difficulté spécifique au domaine optique est de construire des résonnateurs qui ne présentent qu'un petit nombre de modes à fort  $Q$  (idéalement un seul) dans un domaine de longueurs d'onde donné. Ce n'est réalisé que si les dimensions du résonnateur sont de l'ordre de la longueur d'onde : on parle alors de microcavité. En particulier dans les lasers, on choisira le milieu intracavité de manière à obtenir une discrimination des modes.

### 1.3.1 Résonnateurs de Fabry-Perot

Un résonnateur de Fabry-Perot est constitué de deux miroirs disposés parallèlement à une distance  $l$  l'un de l'autre avec une grande précision. Une variante est l'étalon de Fabry-Perot constitué d'une lame à faces parallèles, traitées pour être réfléchissantes.

Si la différence de chemin optique entre deux réflexions successives est un nombre entier  $m$  de longueurs d'onde  $\lambda$ , elles interfèrent constructivement pour donner un maximum de transmission. On utilise souvent la condition de résonance :

$$2nl \cos i = m\lambda \quad (1.12)$$

où  $i$  est l'angle d'incidence et  $n$  l'indice du milieu considéré. Le facteur de qualité est directement lié à la valeur des coefficients de réflexion des deux miroirs, et plus généralement à tout phénomène qui contribue aux pertes à chaque aller-retour.

On peut mesurer  $Q$  pour un mode donné, à partir de la courbe de transmission du Fabry-Perot ou fonction d'Airy, tracée en fonction du déphasage entre deux réflexions successives, c'est-à-dire en fonction de la longueur de la cavité ou de la fréquence. Il est donné par le rapport d'une fréquence de résonance à la largeur de raie de cette résonance. On décrit souvent la courbe d'Airy par sa *finesse*  $\mathcal{F}$ , le rapport de la distance entre deux pics voisins à leur largeur. Le facteur de qualité est aussi le produit de la finesse par l'ordre d'interférence  $m$  (nombre de demi-longueurs d'onde dans la longueur  $l$  de la cavité).

$$Q = m\mathcal{F} = \frac{2l}{\lambda} \mathcal{F} \quad (1.13)$$

La finesse correspond, à un facteur  $2\pi$  près, au nombre d'aller-retours de l'onde dans la cavité avant amortissement. On utilisera également son expression en fonction des réflectivités en amplitude  $r_1$  et  $r_2$  des miroirs :

$$\mathcal{F} = \pi \frac{\sqrt{r_1 r_2}}{1 - r_1 r_2} \quad (1.14)$$

La contrepartie de la grande sensibilité du résonnateur est la nécessité d'assurer la stabilité des résonances, en particulier par un contrôle de la température. On doit aussi limiter la dégradation des caractéristiques transversales du faisceau lors des réflexions multiples. Or, si la qualité de surface d'un miroir doit être d'un quart de la longueur d'onde ( $\lambda/4$ ) afin de minimiser la déformation du front d'onde à la réflexion, elle doit être de l'ordre de  $\lambda/4\mathcal{F}$ , dans le cas d'un Fabry-Perot si l'on prend en compte  $\mathcal{F}$  réflexions. Cette exigence peut induire des coûts élevés.

En dehors des pertes dues au milieu intracavité ou aux miroirs, le facteur de qualité peut être limité par un phénomène de déplacement de l'énergie dans le résonnateur au cours des réflexions multiples, si l'incidence n'est pas normale aux miroirs. Dans ce cas, le nombre d'aller-retours sur lesquels les interférences sont possibles dépend

de l'angle d'incidence, et du rapport entre le diamètre du faisceau et la longueur de la cavité.

Des cavités de Fabry-Perot sont parfois fabriquées à partir de miroirs de Bragg, comme mentionné dans la section précédente. On trouve aussi des résonnateurs de Fabry-Perot formés de miroirs holographiques [Kuo90, Lin92]. Il s'agit de réseaux de Bragg qui résultent de l'enregistrement dans un milieu holographique de la figure d'interférence entre une onde incidente et l'onde réfléchie sur un miroir parallèle au milieu holographique. Cette solution devrait réduire le coût du résonnateur par rapport à ceux qui sont formés de miroirs diélectriques, puisque l'on peut obtenir les mêmes finesses avec une exigence beaucoup moins grande sur l'état de surface des supports. Les caractéristiques en réflexion des miroirs holographiques se calculent comme celles des réseaux de Bragg en réflexion [Wan94]. La modélisation en onde plane montre que le maximum de réflectivité augmente avec la modulation d'indice et avec l'épaisseur. La largeur angulaire du pic de réflectivité et sa bande passante augmentent aussi avec la modulation d'indice, mais dépendent assez faiblement de l'épaisseur du réseau.

Enfin les *microcavités*, dans lesquelles les miroirs sont séparés d'une longueur d'onde environ permettent d'observer des effets quantiques tels que les polaritons ou l'interaction entre des états quantifiés de photons et d'électrons, ce qui ouvre un champ de possibilités de lasers sans seuils ou de contrôle de l'émission spontanée.

### 1.3.2 Applications des Fabry-Perot

La première application d'un Fabry-Perot est la spectroscopie. Le pouvoir de résolution est proportionnel à la finesse  $\mathcal{F}$  et à l'ordre d'interférence  $m$ . L'étalon de Fabry-Perot est également un élément fondamental dans la plupart des lasers.

De manière générale, on peut distinguer :

- les résonnateurs de Fabry-Perot linéaires utilisés pour le filtrage dans les analyseurs de spectre, les cavités laser ou dans les modulateurs.
- les résonnateurs de Fabry-Perot non-linéaire qui servent à la commutation optique, à la bistabilité optique, au traitement du signal, à l'ordinateur optique [He92], au modulateur spatial de lumière

On exploite la concentration d'énergie électromagnétique dans le résonnateur et/ou sa sélectivité spectrale ou spatiale [Hei01]. Dans la version intégrée de la cavité, réalisée à partir de miroirs de Bragg, les deux effets réunis permettent d'obtenir des lasers à cavités verticales monomodes dont le profil et la divergence du faisceau sont bien meilleurs que dans les diodes lasers à émission latérale. On réalise aussi des diodes photoluminescentes en cavité, des cellules photoélectriques à efficacité améliorée, des photodétecteurs sélectifs en longueur d'onde ou des filtres Fabry-Perot et des modulateurs.

Dans les photodétecteurs ou cellules solaires, on exploite l'exaltation de l'absorp-

tion pour obtenir de meilleures sensibilités et efficacités à la longueur d'onde de résonance.

On utilise aussi parfois l'application d'un champ électrique pour modifier la réflectivité des miroirs de Bragg, ce qui offre une possibilité supplémentaire de paramètre contrôlable pour les dispositifs électro-optiques.

Pour le traitement optique de l'information, on s'intéresse aux modulateurs. Ils se classent en tout-optiques ou électrooptiques, selon le type de modulation utilisée. Un important travail a été accompli, à la fois sur la modélisation et sur la réalisation de modulateurs électro-optiques, à base de miroirs de Bragg et de multi-puits quantiques [Yan89] AlAs-AlGaAs. Suivant que le substrat est transparent ou opaque, on pourra travailler en transmission [Che93] ou seulement en réflexion.

Le contraste de modulation est optimum pour une cavité symétrique. Dans le cas d'un milieu à pertes, tout se passe comme si le coefficient de réflexion du miroir arrière était pondéré du facteur de pertes sur un aller-retour dans la cavité et on doit alors utiliser un miroir avant moins réfléchissant que le miroir arrière. La modulation peut s'effectuer en modifiant les pertes ou l'indice du milieu dans la cavité. L'optimisation des modulateurs en réflexion ou en transmission est différente. Dans le premier cas, il est plus facile d'obtenir un bon contraste de modulation mais les pertes ne sont négligeables que si l'on a une modulation d'indice assez grande, alors que dans le second, au contraire, les pertes sont facilement compensées en équilibrant les coefficients de réflexion mais de bons contrastes ne sont obtenus que si la modulation d'indice est assez grande.

Un compromis est à trouver entre l'efficacité de modulation et la sensibilité aux défauts de la technologie, qui augmentent toutes les deux avec la finesse. Une finesse maximum de l'ordre de 100 est donc préconisée.

En conclusion, les résonateurs sont un élément clé des systèmes optiques. En particulier les Fabry-Perot constituent un outil de base très sensible, dont le principal inconvénient est son coût élevé, dans sa version "classique". Sa réalisation en technologie planaire a rendu possible de nouveaux dispositifs très performants.

# Chapitre 2

## Optimisation des matériaux

Ce chapitre est consacré aux matériaux utilisés pour le traitement optique de l'information. Nous décrivons rapidement les caractérisations que nous réalisons afin d'obtenir les données pertinentes pour ce type d'applications puis nous passons en revue les principaux milieux non linéaires, et en particulier les phénomènes physiques qui sont à la base de la non linéarité. Enfin, la section 2.3 est consacrée aux semi-conducteurs semi-magnétiques. Nous y développons l'étude de leurs propriétés holographiques, qui a fait l'objet de la thèse de Carole Moussu.

### 2.1 Méthodes de caractérisation

C'est à partir de l'écriture et de la lecture optique de réseaux que nous caractérisons les milieux non linéaires. On fait interférer deux faisceaux dans le milieu non linéaire, de manière à induire une variation sinusoïdale d'indice. Le pas du réseau est déterminé par l'angle entre les deux faisceaux et la modulation d'indice par leur intensité et leur degré de cohérence. Un troisième faisceau incident dit "de lecture" ou "faisceau sonde" est diffracté sur le réseau et on peut mesurer la variation de l'efficacité de diffraction en fonction de l'angle d'incidence ou de la longueur d'onde. Cette technique interférométrique est très sensible. Elle permet de déterminer les caractéristiques non linéaires du milieu et elle peut aussi fournir des informations temporelles. Il est utile de disposer de sources accordables dans plusieurs régimes temporels. Nous utilisons un laser Saphir-titane pour travailler en continu, un laser à colorant en nanosecondes et une double source accordable en picoseconde, qui a été montée au laboratoire. Si on emploie des impulsions ultra-courtes en s'assurant de leur coïncidence spatiale et temporelle dans l'échantillon, on peut contrôler le retard du faisceau de lecture pour mesurer la dynamique du réseau. On adapte la longueur d'onde en fonction des gammes de sensibilité et de transparence du matériau.

## 2.2 Matériaux utilisés actuellement

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, l'étude du contrôle de l'indice de réfraction de différents matériaux est un point clé du développement de dispositifs de traitement du signal optique. Il est utile de connaître les points forts et les points faibles des différents types de milieux non linéaires, afin de choisir le mieux adapté à chaque application.

Nous allons passer en revue différents milieux non linéaires et nous consacrons une partie aux semi-conducteurs semi-magnétiques dont nous avons étudié les propriétés à la fois sur un plan théorique et expérimental.

### 2.2.1 Les cristaux liquides

Les cristaux liquides occupent une place importante dans le traitement optique de l'information [Vic03, Dup03]. Leurs molécules sont généralement constituées d'un coeur rigide de deux ou trois anneaux de benzène, avec des chaînes flexibles à chaque extrémité. Leur ordre orientationnel ajouté à leur anisotropie moléculaire donnent lieu à des propriétés physiques macroscopiques très anisotropes.

La phase nématique se caractérise par un ordre d'orientation selon une direction privilégié, elle présente une symétrie uniaxe. L'indice de réfraction d'un cristal liquide nématique, diffère donc suivant que l'on considère la direction moyenne des molécules ou toute autre direction. Un élément très important pour l'utilisation d'un cristal liquide dans la plupart des dispositifs électro-optiques est le type d'alignement des molécules. On rencontre principalement deux types d'alignement, homogène si elles sont parallèles à la surface de la paroi qui contient le liquide, homéotrope si elles lui sont perpendiculaires.

Les phases smectiques se caractérisent par une structure en couches. Une polarisation spontanée peut exister dans le plan des couches et certaines phases sont ferroélectriques. Une application très importante des cristaux liquides smectiques est l'affichage, qui utilise le caractère bistable des cristaux liquides ferroélectriques ou antiferroélectriques. Nous ne développerons pas cet aspect qui dépasse le cadre de notre étude.

Pour l'électro-holographie, la résolution spatiale et le nombre de pixels sont insuffisants mais dans le domaine du contrôle de front d'onde, les performances des cristaux liquides sont excellentes. Pour ce qui est de l'optique active, ils sont en concurrence avec les systèmes micro-électro-mécaniques optiques (MEMs), comme des micromiroirs mobiles commandés par éléments piezoélectriques. Ceux-ci sont supérieurs en terme de caractéristiques en température et temps de réponse alors que les cristaux liquides sont plus fiables, moins coûteux, plus adaptés à la production de masse et consomment moins d'énergie. La sensibilité à la polarisation est

aussi un point faible des cristaux liquides, qui doit être pris en compte.

De manière générale, les cristaux liquides sont très fiables dans le temps et présentent une bonne compatibilité avec de nombreux substrats, ce qui permet une grande souplesse technologique.

Un regain d'intérêt est survenu récemment pour les applications dans le secteur des télécommunications. De nombreuses fonctions peuvent être réalisées, telles que la modulation d'amplitude, de phase ou le contrôle de la polarisation [Dup03]. La principale limitation provient du temps de réponse variant de la microseconde pour les smectiques A\* à 10 millisecondes pour les nématiques mais on obtient des modulations d'indice importantes, de l'ordre de 0,1 à 0,3 dans l'infra-rouge.

Des modulateurs spatiaux de lumière exploitant la commutation rapide des cristaux liquides ferroélectriques sont utilisés dans les télécommunications et pour le traitement de signaux optiques.

Ils peuvent être électriquement adressés, par l'intermédiaire d'électrodes transparentes. Les tailles de pixels typiques sont de l'ordre d'une dizaine de microns et on peut aller jusqu'à des matrices de  $1280 \times 1024$  éléments. On en fait des obturateurs et des rotateurs de polarisation. S'ils sont optiquement adressés, associés à une couche photosensible, ils sont bien adaptés au traitement d'images. Les résolutions obtenues sont de l'ordre de 20 à 100 paires de lignes/mm, avec des sensibilités de 1 nW par pixel. Comparés à d'autres dispositifs de commutation contrôlés optiquement, comme les multi-puits quantiques, ils ont l'avantage du parallélisme et de la sensibilité mais sont beaucoup plus lents. La possibilité d'inscription optique de réseaux avec des constantes de temps de l'ordre de 200 nanosecondes a été démontrée [Kho91] mais n'a pas encore donné lieu au développement de nouveaux dispositifs.

Nous présentons au chapitre 3 un exemple de filtre sélectif en longueur d'onde pour des réseaux à multiplexage dense.

Une classe de matériau plus récente est le cristal liquide dispersé dans un polymère. Il s'agit d'une sorte d'émulsion de gouttelettes de cristal liquide de 0,1 à 100  $\mu\text{m}$  de diamètre insérées dans une couche de polymère. On peut ainsi utiliser la forte anisotropie du cristal liquide, sans être gêné par l'état liquide [Gu03, Liu03, Dup03]. En présence d'une illumination périodique, les monomères diffusent vers les zones éclairées tandis que les molécules de cristal liquide diffusent vers les régions sombres. Après fixation par un éclairage uniforme, le système composite comporte une alternance de couches de polymères et de couches riches en gouttelettes de cristal liquide. Si l'indice de réfraction du polymère est accordé sur l'un des deux indices principaux du cristal liquide, le réseau enregistré peut-être activé ou désactivé par l'application d'un champ électrique qui oriente les molécules de cristal liquide. L'écriture se fait au moyen d'un laser à argon à 488 nm et la longueur d'onde de lecture dépend du pas du réseau enregistré.



### 2.2.2 Les matériaux organiques

C'est un vaste domaine d'études [Eas93b], et nous nous limiterons ici à des considérations générales.

L'ingénierie moléculaire consiste à synthétiser des molécules susceptibles de présenter une réponse fortement non linéaire : elles doivent contenir des chemins de conjugaison, c'est-à-dire une alternance de liaisons de covalence simples et doubles, donnant lieu à des orbitales d'électrons  $\pi$  faiblement liés, sensibles au champ électrique ou à la lumière. Une condition essentielle pour les effets de second ordre est la non centrosymétrie, qui est réalisée en accrochant à la molécule des groupes chimiques qui jouent de plus le rôle de donneurs ou accepteurs d'électrons. On réalise des monocristaux, des polymères et des couches minces, de type Langmuir-Blodgett.

Les efficacités non linéaires obtenues sont souvent plus élevées que celles de matériaux inorganiques traditionnels. Les non linéarités du second ordre se comparent favorablement à celles de l'hydrogénophosphate de potassium (KDP), du  $\beta$ -borate de baryum (BBO) ou du niobate de lithium. Pour les non linéarités du troisième ordre, les matériaux de référence sont plutôt les semi-conducteurs, que nous abordons dans la section 2.2.5. Contrairement à ceux-ci, les non linéarités des matériaux organiques ne sont pas dues à une excitation de la molécule et ne sont donc pas particulières à une longueur d'onde. Comme il n'y a pas de phénomène d'excitation/relaxation, les temps de réponse peuvent être courts, en dessous de la picoseconde. Les techniques de fabrication sont beaucoup plus simples et moins coûteuses que celles des semi-conducteurs.

Les photopolymères [Gu03] ont été développés en vue des applications de mémoires optiques. Avant d'être exposé à la lumière, il s'agit de monomères dispersés dans une matrice. La polymérisation se fait sous l'effet de la lumière. Si l'illumination est sinusoïdale (interférence de deux faisceaux), il reste des monomères dans les zones sombres qui diffusent dans le milieu pour former une distribution uniforme. L'ensemble monomères et polymères forme un réseau de densité qui peut être fixé par une illumination uniforme. Comme l'indice de réfraction du polymère dépend de sa densité, le réseau de densité devient un réseau d'indice. La photopolymérisation étant irréversible, les réseaux enregistrés dans ces matériaux sont permanents et non effaçables. Leurs avantages sont leur relativement grande dynamique et leur non volatilité. Par contre, ils rétrécissent pendant la photopolymérisation, conduisant ainsi à un désaccord de Bragg. Les plus récentes améliorations portent sur la qualité optique, l'augmentation de l'épaisseur, moins de rétrécissement, une dynamique et une photosensibilité plus grandes.

### 2.2.3 Les verres photosensibles

La photosensibilité des fibres optiques dans l’ultra-violet a donné lieu à une nouvelle classe de dispositifs, dont les réseaux de Bragg en fibre sont les plus importants [Oth99b]. Nous en avons cité plusieurs applications au chapitre 1.

Les verres dopés au germanium sont les plus sensibles. On obtient dans les fibres monomodes standards dopées avec 3% de germanium utilisées pour les télécommunications, des modulations d’indice typiques de l’ordre de  $3 \times 10^{-5}$ . Les mécanismes physique qui sont à la source du changement d’indice restent mal compris [Can00] mais des techniques de photosensibilisation et de stabilisation des réseaux ont été mises au point afin d’obtenir des durées de vie supérieures à 25 ans. On peut aussi faire varier les longueurs d’onde d’irradiation ou utiliser divers dopants ou matériaux plus exotiques.

### 2.2.4 Les composés photoréfractifs

Les matériaux photoréfractifs sont parmi les plus mûrs pour le traitement optique de l’information, comme on a pu le voir par le nombre d’exemples de dispositifs mentionnés au chapitre 1.

Rappelons quelques caractéristiques de l’effet photoréfractif [Lev00b]. Il apparaît toujours dans des matériaux électro-optiques et photoconducteurs. L’absorption d’un photon induit un changement de site d’une charge, de façon directe ou “assistée” thermiquement ou par champ électrique. Sous l’effet d’une illumination non uniforme, la redistribution de charges électriques produit un champ de charge d’espace modulé spatialement. C’est ce champ qui, par effet électro-optique, produit la variation d’indice. En l’absence de champ extérieur, l’effet est non local et le réseau d’indice est déphasé par rapport à la modulation d’intensité lumineuse qui lui a donné naissance.

Contrairement à la plupart des autres phénomènes optiques non-linéaires, la variation d’indice induite dépend de l’énergie reçue et non de la puissance de l’onde optique. Un même échantillon est sensible dans une grande plage de longueurs d’onde. La décroissance de la sensibilité aux grandes longueurs d’onde permet d’effectuer une lecture non destructive à une longueur d’onde supérieure à celle d’écriture.

La variation d’indice induite persiste dans l’obscurité. Elle peut être effacée soit en éclairant uniformément le cristal ou en le chauffant à température modérée. L’amplitude de la variation d’indice peut être contrôlée par l’application d’un champ électrique à l’échantillon. De nombreux matériaux peuvent présenter cet effet :

**cristaux inorganiques isolants** : sensibles dans le spectre visible

- ferroélectriques tels que le titanate de barium ou le niobate de lithium
- sillénites tels que le BSO ( $Bi_{12}SiO_{20}$ ) ou le BGO ( $Bi_{12}GeO_{20}$ )

**cristaux inorganiques semi-conducteurs** : sensibles dans le proche infra-rouge

- l’arséniure de gallium  $GaAs$
- le phosphure d’indium  $InP$

- le tellure de cadmium  $CdTe$

**alliages, puits quantiques :**

- GaAs/GaAlAs
- InP/InGaAsP

**cristaux organiques**

**polymères amorphes**

**cristaux liquides nématiques**

**sols gels dopés avec des molécules organiques et verres organiques**

Les matériaux photoréfractifs sont de bons candidats pour les mémoires holographiques, le traitement d'image, le calcul et les réseaux de neurones. Ils sont aussi utilisés dans des dispositifs en fibre optique tels que des modulateurs, des commutateurs, des compensateurs de dispersion, des filtres, des multiplexeurs/ démultiplexeurs en longueur d'onde [Gu03].

## 2.2.5 Les semi-conducteurs

Les semi-conducteurs [Lev00c] se caractérisent par l'existence d'états électroniques complètement délocalisés et par leur structure de bande qui présente, à  $T = 0$ , une dernière bande complètement occupée (ou bande de valence), séparée de la première bande totalement vide (ou bande de conduction) par une bande d'énergies interdites de hauteur  $E_g$ . Les caractéristiques importantes sont :

**la nature directe ou indirecte de la bande interdite** , selon que le minimum d'énergie de la bande de conduction correspond ou non au même vecteur du réseau réciproque (souvent  $k=0$ ) que le maximum de la bande de valence

**la valeur de  $E_g$**

**l'ionicté de la liaison chimique** , qui dépend de la famille à laquelle se rattache le semiconducteur par rapport aux colonnes du tableau de Mendeleiev (III-V, II-VI, ..).

Les différents types d'interactions possibles avec la lumière se classent en fonction de la comparaison de l'énergie du photon à  $E_g$  :

si l'énergie du photon est supérieure à la hauteur de la bande interdite, la non linéarité provient du transfert d'électrons de la bande de valence à la bande de conduction (transitions interbandes). Sinon, il peut s'agir d'interactions avec des électrons liés qui sont quasi instantanées, mais avec des sensibilités faibles.

On parlera d'interaction résonnante à chaque fois que l'énergie du photon correspond à une transition interbande, intrabande ou excitonique [Eas93c]. La redistribution de porteurs entre les bandes peut donner des réponses non linéaires assez importantes. Le temps d'établissement est très court, si l'on utilise des impulsions courtes et le temps de relaxation dépend du taux de recombinaison, de diffusion ou de dérive en présence d'un champ électrique. Les durées peuvent varier de la microseconde à la femtoseconde, suivant les cas. La cohérence entre la lumière et

les porteurs libre est rapidement perdue à cause de la diffusion.

Les changements d'indice de réfraction ou d'absorption sont liés

- aux densités de porteurs libres, dans les bandes de valence et de conduction, qui lorsqu'elles sont élevées peuvent donner lieu à une renormalisation du gap, à une saturation de l'absorption due au remplissage d'une bande ou à l'écrantage de l'exaltation de l'absorption par l'interaction Coulombienne
- à l'influence de la densité d'excitation sur l'intensité et la position du pic excitonique [Kli97]

Le remplissage de bande et la saturation de l'exciton sont à la base de phénomènes de bistabilité tout-optique, pouvant donner des commutateurs utilisant des puissances laser modérées.

L'excitation de hautes densités de porteurs libres est également susceptible de donner lieu à l'émission stimulée pour l'amplification de faisceaux ou dans les lasers.

Les non linéarités peuvent être exaltées, si l'on sépare spatialement les deux types de porteurs après leur génération. On obtient alors un changement d'indice de réfraction par effet électro-optique, décrit par  $\chi^{(2)}$ . Le mouvement des porteurs est le plus souvent induit par un gradient de concentration créé par l'interférence de deux faisceaux laser. Les temps de montée et de relaxation de ces phénomènes sont régis par les propriétés de transport des porteurs. Il s'agit d'un effet photoréfractif. L'effet électro-optique dans les semi-conducteurs peut être renforcé par l'effet Franz-Keldysh, c'est-à-dire par l'application d'un champ électrique statique qui modifie les états du continuum et les transitions interbandes.

Enfin des non linéarités optiques peuvent être induites par chauffage dû au faisceau laser. Dans la plupart des semi-conducteurs, ces non linéarités sont plus grandes que les effets électroniques résonnants, si des impulsions courtes sont employées. Des temps de relaxation de la milliseconde sont typiquement obtenus bien que la nanoseconde soit possible, en cas de très petit faisceau et très bonne thermalisation.

De nombreux dispositifs sont basés sur des structures de dimensionnalité réduite, où les électrons sont confinés dans une (puits quantiques), deux (fils quantiques) ou trois dimensions (boîtes quantiques). Ce confinement introduit des discontinuités ou des pics dans la densité d'états électronique, et permet de renforcer certains effet comme l'exciton qui devient observable à température ambiante.

Les familles de matériaux les plus étudiées sont basées sur  $GaAs/Al_{1-y}Ga_yAs$  et  $InP/InGaAs/InAlAs$  pour les III-V et  $CdZnTe$ ,  $CdMnTe$ ,  $HgCdTe$  pour les II-VI. On peut obtenir une grande diversité de systèmes bidimensionnels et de valeurs différentes de bande interdite, donnant lieu à des gammes de longueurs d'ondes d'utilisation variées. Les fils quantiques ne sont pas encore assez maîtrisés pour donner lieu à des applications. Pour ce qui est des boîtes quantiques, elles peuvent être obtenues par croissance épitaxiale en îlots ou noyées dans des matrices transparentes, par des techniques sol-gel par exemple. Nous revenons sur le cas des nanocristaux dans la partie qui suit. Des structures optiques telles que

guides d'onde, miroir interférentiel ou résonnateur de Fabry-Perot utilisent des dépôts multicouches et on peut même y introduire des puits quantiques. On réalise de cette manière les lasers à double hétérostructure et à puits quantiques.

Des dispositifs industriels (Self Electro-Optic Devices : SEED) exploitent l'effet Stark confiné quantiquement où un champ électrique, parallèle à l'axe de croissance des couches, sépare les états d'électron et de trou confinés à l'intérieur d'un puits quantique. Cela diminue l'énergie et la force de la transition excitonique permettant une modulation de la lumière efficace et rapide. Le même type de fonction peut être réalisé en utilisant l'effet Wannier Stark pour lequel l'application d'un champ électrique à un super-réseau lève la dégénérescence entre les états de puits couplés et donc diminue le couplage. Le champ localise les états ce qui modifie le spectre d'absorption.

Le polariton, résultat d'un couplage fort entre un exciton et un photon peut exister dans le matériau massif et, dans une hétérostructure seulement dans les conditions de confinement dans une microcavité, qui réduit également la dimensionnalité de l'espace des photons.

La première application des semi-conducteurs est le laser, très différent du laser solide de type YAG, par l'organisation des états en bandes, qui permet le pompage électrique direct. Il est avantageux pour sa miniaturisation et sa rapidité de modulation importantes pour la transmission de l'information. Les densités de courant de seuil ont été fortement abaissées grâce à l'utilisation d'hétérostructures.

On peut noter quelques particularités des II-VI pour lesquels l'ionicité est très marquée. Les conséquences métallurgiques sont les difficultés à les doper, à prendre des contacts. Sur le plan électronique et optique, on rencontre des effets excitoniques importants et une gamme de bandes interdites s'étendant d'une valeur négative pour HgTe jusque 3,35 eV pour MgTe. Leurs applications vont de la détection infrarouge jusqu'à la réalisation de diodes laser dans le bleu (dont le marché est actuellement dominé par le nitrure de gallium *GaN*).

### 2.2.6 Nanocristaux semi-conducteurs

Un exemple de confinement électronique est réalisé dans les nanocristaux de semi-conducteurs [Lev00d]. On sait préparer des colloïdes de matériaux II-VI ou III-V par réaction chimique, contrôler la taille des nanocristaux et protéger la surface des particules en y attachant des molécules organiques. On peut aussi fabriquer des verres contenant des particules de semi-conducteurs en mélangeant les composants au verre à haute température, avant de le refroidir rapidement. On procède ensuite à la croissance des cristaux par traitement thermique, dont la durée et la température déterminent la taille moyenne des particules. On est donc en présence d'un matériau composite.

Si la taille des nanocristaux est inférieure au rayon de Bohr de l'exciton dans

le semiconducteur considéré, on est en régime de confinement fort. On obtient une quantification des niveaux d'énergie et un renforcement des effets coulombiens et de la recombinaison Auger. La monodispersité est donc un paramètre très important. La bande interdite dépend aussi de la taille des particules, ce qui permet de réaliser des verres colorés, qui sont des produits commerciaux bon marché. Ces matériaux optiquement isotropes sont le siège d'importants effets non linéaire d'ordre 3. On y observe aussi un effet de photonoircissement, qui s'explique par l'éjection d'un porteur photo-excité du nanocristal et son piégeage dans la matrice de verre. Les propriétés non linéaires du matériau et en particulier la dynamique de la réponse, dépendent de son taux de noircissement. Une thèse sur l'effet mémoire dans les verre dopés au semiconducteur de type  $CdS_xSe_{1-x}$  a été effectuée il y a quelques années dans notre laboratoire, pour comprendre le rôle du champ statique photo-induit dans le processus de photonoircissement [Péo95]. La partie statique du signal, correspondant à la diffraction sur des hologrammes permanents enregistrés dans le matériau, a été mesurée en faisant varier l'intensité d'excitation, la longueur d'onde, le pas du réseau photo-induit et l'épaisseur de l'échantillon. L'étude expérimentale de la partie dynamique de la diffraction photo-induite a permis l'établissement d'un modèle qui rend compte du processus de photonoircissement, de son lien avec l'effet Auger et de son effacement à haute température. Le contrôle du nombre de pièges est proposé pour améliorer les performances de ces matériaux.

On peut citer les applications aux sources de photon unique, aux marqueurs biologiques, à l'émission stimulée éventuellement exaltée par une microcavité.

## 2.3 Semi-Conducteurs semi-magnétiques

Un semiconducteur semi-magnétique est un semiconducteur dans lequel on a substitué des ions magnétiques à certains cations. L'importance des semi-conducteurs pour le traitement de l'information et des matériaux magnétiques pour le stockage donne à penser que la combinaison des excitations magnétiques et semiconductrices au sein d'un même matériau pourrait donner lieu à de nouvelles fonctionnalités. De manière plus générale, ces matériaux permettent d'étudier l'influence mutuelle entre les propriétés magnétiques et semiconductrices.

### 2.3.1 Propriétés

En réalisant des composés magnétiques à partir de semi-conducteurs, on profite de la maîtrise technologique de ces derniers pour pouvoir réaliser facilement des hétérostructures. L'ion magnétique le plus souvent utilisé est le manganèse et il présente la même valence que les cations des semi-conducteurs II-VI comme CdTe ou ZnS, ce qui facilite la préparation des composés II-VI semi-magnétiques. Les composés semi-magnétiques à base de III-V sont surtout étudiés pour leurs propriétés ferromagnétiques à basse température [Ohn99].

On s'intéresse à  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  qui est synthétisé aussi bien sous la forme de cristaux que des hétérostructures associées, en particulier pour ses propriétés magnéto-optiques.

Il est remarquable que les propriétés semiconductrices de  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  ne soient pas dégradées par la substitution d'ions magnétiques, même en très forte concentration. Le gap croît à peu près linéairement, avec la concentration de manganèse. Jusqu'à 70% de manganèse ( $0 \leq x \leq 0,7$ ), on peut écrire :

$$E_G(x) = E_G(0) + x\Delta_G \approx 1,5eV + x \times 0,8eV \quad (2.1)$$

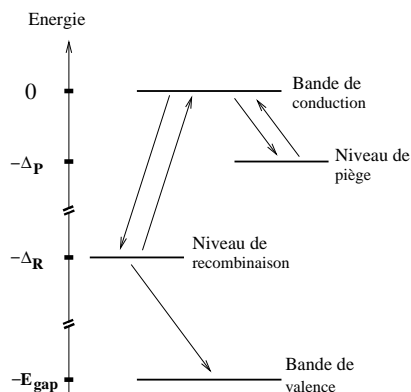
CdMnTe est paramagnétique avec une forte tendance antiferromagnétique, qui entraîne, à basse température, un comportement de verre de spin [Lev00c]. Ses propriétés magnéto-optiques se caractérisent par un clivage (levée de dégénérescence) de spin des états de conduction et de valence, proportionnel à l'aimantation, de l'ordre de plusieurs dizaines de meV par tesla. Cet effet est dû à l'interaction d'échange entre les électrons délocalisés des bandes et ceux des couches  $d$ , localisés, des ions manganèse. Il en résulte des propriétés magnéto-optiques géantes. En effet, à chaque couple d'états de valence et de conduction, sont associées des transitions optiques sélectionnées en polarisation. Ces différences d'énergie entre transitions optiques de polarisations différentes entraînent un dichroïsme et une biréfringence circulaire induits (effet Faraday) géants. Il existe également un effet Faraday photo-induit, pour lequel l'angle de rotation de la polarisation dépend de l'intensité lumineuse.

Des mesures de la dynamique de l'effet Faraday photo-induit à différentes températures [HB94] ont pu être interprétées sur la base d'un modèle simple dans lequel le diagramme de bande du semiconducteur présente dans sa bande interdite un niveau de piège proche de la bande de conduction et un niveau de recombinaison. La densité de pièges est liée à la concentration du substituant magnétique.

De nombreuses études des propriétés magnétiques ou magnéto-optiques de ces systèmes sont réalisées à basse température et en particulier des études récentes sur les polaritons dans les microcavités à puits quantiques [Die98] [And03].

### 2.3.2 Résultats obtenus en holographie dynamique

La thèse de Carole Moussu a porté sur l'étude théorique et expérimentale des propriétés holographiques de CdMnTe à température ambiante [Mou98c]. Les différentes contributions possibles à la variation d'indice photo-induite dans ce matériau ont été calculées. Les plus importantes sont dues aux porteurs et on peut distinguer la variation due aux porteurs seuls (renormalisation du gap et quasi-niveau de Fermi), le mécanisme Faraday et l'effet photoréfractif induit par les porteurs. On peut aussi obtenir une rectification optique et un effet photoréfractif classique. Il a été montré que la variation

FIG. 2.1 – Diagramme de bande de *CdMnTe*

d'indice était principalement due à la densité de trous dans la bande de valence [Mou98b].

Nous utilisons d'une part le diagramme de bande de CdMnTe présenté sur la figure 2.1, comportant dans la bande interdite un niveau de piège et un niveau de recombinaison, et d'autre part les taux de relaxation des transitions de la bande de conduction vers le niveau de recombinaison, ou vers le niveau de piège et du niveau de recombinaison vers la bande de valence, déduits de mesures de rotation Faraday photo-induite en fonction du temps [HB94]. La phénoménologie peut se décrire de la manière suivante : en présence d'une répartition sinusoïdale de l'intensité lumineuse, des paires électrons-trous sont créées. Les électrons sont piégés avec une constante de temps inférieure à la picoseconde, c'est-à-dire bien plus faible que le temps de recombinaison. Il en résulte un réseau de trous libres dans la bande de valence et un réseau d'électrons quasi-fixes sur le niveau de piège. Les densités d'électrons dans la bande de conduction et sur le niveau de recombinaison sont beaucoup plus faibles.

On écrit les équations d'évolution des particules chargées fixes, sur les niveaux de piège et de recombinaison, et mobiles, dans les bandes de valence et de conduction. On exprime aussi les courants de charges dus au champ électrique appliqué de l'extérieur ou créé par la répartition des charges et enfin l'équation de Poisson qui relie la variation spatiale du champ électrique aux densités de charge. Le système d'équations différentielles non linéaires couplées ainsi obtenu est résolu d'une part numériquement et d'autre part analytiquement à l'aide de quelques approximations. La solution analytique est importante pour fournir les dépendances des modulations de porteurs et



de champ électrique en fonction des paramètres du matériau et au cours du temps pendant et après l'impulsion. Ses résultats sont donc comparés à ceux de la résolution numérique avant d'être utilisés pour interpréter les données expérimentales. On étudie l'évolution du système pendant et après l'illumination par une répartition spatiale sinusoïdale d'intensité.

On prévoit de cette manière un fort ralentissement de la diffusion des électrons et des trous, susceptible d'augmenter la durée de vie des réseaux de porteurs et donc des réseaux d'indice. La profondeur de modulation du réseau de trous et donc la variation d'indice associée est indépendante du pas du réseau d'illumination et proportionnelle à la densité de photons absorbés. Il n'en est pas de même de l'amplitude de modulation du champ de charge d'espace induisant la variation d'indice photoréfractive qui est proportionnelle au pas du réseau et qui sature quand la densité de photons absorbés est supérieure à environ  $5 \times 10^{-15} \text{ cm}^{-3}$ .

Le modèle a été validé, sans aucun paramètre ajustable, par la confrontation de ses prévisions aux résultats expérimentaux obtenus sur un monocristal massif très pur, avec un taux de substitution de 30% de manganèse [Mou98a]<sup>1</sup>. L'échantillon, fourni par R. Triboulet du Laboratoire de Physique des Solides de Bellevue a été fabriqué par la méthode de fusion de zone, qui donne lieu à des taux d'impuretés très faibles et donc à des temps de recombinaison beaucoup plus grands que dans les cristaux fabriqués par la méthode de Bridgman. L'étude de l'évolution temporelle de l'efficacité de diffraction pour des réseaux de pas différents fournit une valeur de la mobilité ambipolaire dans  $\text{Cd}_{0,7}\text{Mn}_{0,3}\text{Te}$  d'environ 100 fois plus faible que dans  $\text{CdTe}$ . Comme prévu, la durée de vie des réseaux d'indice, pouvant aller jusqu'à la dizaine de microsecondes est supérieure d'environ deux ordres de grandeur à celles obtenues habituellement dans les semi-conducteurs.

Des variations d'indice de l'ordre de  $6 \times 10^{-5}$  ont été obtenues pour des flux de  $3,4 \text{ mJ/cm}^2$ , et aucun phénomène de saturation n'a été observé. Ceci correspond à une sensibilité de  $1,6 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{J}$ , pour un taux de substitution en manganèse de 30%. On obtient un rendement de diffraction brut de 18 %, indépendant du pas du réseau, et des durées de vie de réseaux pouvant aller jusqu'à la dizaine de microsecondes.

Ce travail a donc permis de montrer que le  $\text{CdMnTe}$  est un bon matériau pour l'holographie dynamique intermédiaire entre les semi-conducteurs caractérisés par leur grande sensibilité et leur faible durée de vie de réseaux

---

<sup>1</sup>Pour le texte intégral, se reporter à l'annexe B, article A11

et les photoréfractifs, qui présentent une grande gamme de durées de vie mais une sensibilité moindre. L'utilisation du modèle établi dans le cadre de cette thèse peut être étendue à d'autres semi-conducteurs semi-magnétiques.

On peut noter que de nombreuses études ont été publiées sur le piégeage dans  $CdTe$  et  $CdZnTe$  dopés au vanadium, pour une meilleure exploitation des propriétés photoréfractives de ces matériaux [Zer99, Del97]. Nous n'avons pu faire aucun rapprochement entre les natures des pièges liés au zinc et au manganèse mais il serait certainement intéressant d'approfondir la comparaison entre les deux types de substitution.

## 2.4 Conclusion

On dispose actuellement d'une grande variété de matériaux présentant des caractéristiques non linéaires qui permettent la réalisation de nombreux dispositifs. Cependant, pour chaque classe envisagée, il existe de multiples possibilités d'ingénierie des substitutions, des dopages ou des techniques de fabrication, qui peuvent donner lieu à de meilleures performances.

Le domaine de la nanophotonique est en pleine expansion, et la maîtrise de la technologie de structures sub-longueur d'onde donne accès à de nouvelles notions telles que la bande interdite photonique.

Il est important de rester à l'écoute de ces différentes évolutions et d'aller plus loin dans la compréhension des phénomènes physiques susceptibles de faire émerger de nouvelles applications.



# Chapitre 3

## Réseaux intracavités

### 3.1 Revue bibliographique

Dans le domaine des lasers, l'idée de combiner un réseau de diffraction et une cavité résonante n'est pas récente. De nombreux lasers accordables utilisent un réseau plan à la place du miroir de fond de cavité, en configuration de Littrow, où le faisceau diffracté revient en contrapropagation du faisceau incident, de telle sorte que l'on règle la fréquence émise en tournant le réseau sur lui même.

Le réseau plan est parfois associé à un miroir en configuration de Littman ("grazing incidence") où l'on tourne le miroir pour renvoyer le diffracté en contrapropagation sur le réseau où il est rediffracté en direction du faisceau incident. Dans les deux cas, on sélectionne à l'aide du réseau, l'un des modes de la cavité résonante [Dua03] par un réglage mécanique.

Des variantes de ces systèmes sont proposées pour éviter les limitations dues au mouvement mécanique. On place un réseau gravé dans une couche magnétique de grenat d'yttrium sur le miroir totalement réfléchissant de fond de cavité d'un étalon dans la configuration de Gires-Tournoi [Gir64], de telle sorte que les faisceaux incident et diffracté d'ordre 1 soient résonants [Kra90]. La combinaison des propriétés du réseau et des résonances de l'étalon permet d'obtenir une extinction du réfléchi et une exaltation du diffracté, dans une direction réglable par champ magnétique. Il est montré que la valeur du coefficient de réflexion du premier miroir joue aussi un rôle important et doit être choisie en fonction des pertes métalliques du réseau pour maximiser l'intensité du faisceau émergent. C'est la condition de symétrie du Fabry-Perot que nous avons déjà rencontrée dans le cas des modulateurs pour optimiser leur contraste. Une efficacité de diffraction de 50% est obtenue, qui peut être encore améliorée si l'on remplace le réseau gravé par un réseau d'indice.

Des réseaux de volume sont parfois utilisés. On peut par exemple guider latéralement les ondes résonnantes dans la cavité au moyen de miroirs de Bragg qui induisent une rétroaction distribuée [Dzu93, Lan98]. Cette structure se rencontre

sous forme d'oscillateur en anneau dans lequel quatre réseaux de Bragg parallèles et identiques deux à deux forment un résonateur qui contient le milieu actif ("Grating Ring Oscillator"). Le couple longueur d'onde-angle est entièrement déterminé par l'intersection entre les relations de résonance des deux types de réseaux. L'incidence oblique permet de plus d'obtenir une excellente sélectivité à la fois sur le mode spatial et sur le mode longitudinal.

Sur le même principe, une variante, plus simple à mettre en oeuvre et plus performante, est un réseau de Bragg unique réalisé dans le milieu actif, incliné par rapport aux miroirs de la cavité laser de manière à ce que l'incidence de Bragg corresponde à un faisceau normal au coupleur de sortie.

Un étalon de Fabry-Perot photoréfractif est proposé [He92] avec des réseaux en réflexion photoinduits dans le cristal photoréfractif, ce qui induit une non-réciprocité, c'est-à-dire une augmentation de la finesse dans un sens et une diminution de la finesse dans le sens de propagation opposé. L'avantage de l'étalon asymétrique par rapport au résonateur symétrique est démontré en théorie [He94]. Des études à la fois théoriques et expérimentales d'holographie dynamique intracavité ont été menées sur les cavités laser auto organisables [Mei01, Roo03]. Il s'agit, là aussi, d'insérer dans une cavité laser un cristal photoréfractif. Les modes qui oscillent dans la cavité inscrivent dans le cristal un hologramme dynamique qui joue le rôle d'un filtre spectral et / ou spatial. L'hologramme et la structure de modes s'adaptent spontanément et continûment l'un à l'autre. Pour sélectionner un mode longitudinal, le cristal dans la cavité joue le rôle d'un filtre de Bragg auto-adaptatif et forme avec le miroir de sortie un étalon de Fabry-Perot. Le même principe peut être mis en oeuvre pour stabiliser le mode d'une diode laser [Mae02, God03], augmenter la brillance de diodes laser de puissance ou même affiner spectralement un oscillateur paramétrique optique [Vic01].

Le profil spatial du mode d'une diode laser peut-être contrôlé en insérant dans la cavité un hologramme enregistré sur photopolymère. On réalise de cette manière un miroir à conjugaison de phase pour le mode spatial désiré [Bou00].

On rencontre aussi d'autres dispositifs d'adaptation en temps réel, comme des hologrammes thermiques dans des absorbants non saturables, des réseaux de gain dans des amplificateurs à l'état solide ou des réseaux d'absorption dans une cellule d'absorbant saturable, à l'intérieur d'une cavité laser [Roo03].

Dans le domaine du traitement de l'information, dès 1985, Psaltis [Psa85] se base sur le modèle de Hopfield de réseaux de neurones pour présenter ce que serait une réalisation optique d'un système de traitement de l'information. Il montre la nécessité d'une rétroaction non linéaire pour assurer la stabilité et la convergence du processeur optique vers une solution physique.

L'holographie intracavité est un exemple de système comportant une rétroaction. Elle a été mise en oeuvre dans plusieurs types d'applications.

Dès 1986, elle est utilisée pour une mémoire associative [And86]. L'un des miroirs

du résonnateur est remplacé par un hologramme de volume. Une partie du signal suffit à restituer toute l'information stockée. En présence de plusieurs signaux stockés, le système résonant instaure une compétition entre les différents modes, qui favorise le signal recherché. Deux configurations sont proposées, un résonnateur linéaire comportant un miroir à conjugaison de phase ou un résonnateur en anneau dans lequel un cristal photoréfractif pompé permet de fournir du gain dans la boucle.

Des études théoriques et expérimentales [And87, Pau89] montrent les possibilités et les limitations des cristaux photoréfractifs pour l'application de l'holographie intracavité aux mémoires associatives. Malgré leur intérêt potentiel énorme, la mise en oeuvre de ces mémoires reste extrêmement complexe [Pau00].

On peut citer une étude assez complète [Col89] des caractéristiques des hologrammes pour les applications d'interconnexion. Elle évalue les limitations sur les paramètres importants comme le nombre maximum d'hologrammes que l'on peut stocker, l'efficacité de diffraction et la diaphotie correspondantes, la vitesse de commutation. Comme pour le cas des mémoires holographiques que nous avons déjà évoqué dans la section 1.2.2, il apparaît clairement que, pour augmenter la capacité de multiplexage, sans être pénalisé par la diaphotie, il faut augmenter les modulations d'indice et/ou les dimensions des matériaux, c'est-à-dire trouver de nouvelles technologies ou trouver un moyen d'augmenter l'efficacité de diffraction pour un produit  $\Delta n l$  donné.

Un résonnateur à 4 miroirs est proposé, afin de faire passer plusieurs fois l'onde de lecture dans le milieu holographique. Une étude en ondes planes met en évidence l'existence de réflectivités et de distances optimales pour les miroirs permettant d'obtenir une efficacité de diffraction proche de l'unité.

Des expériences récentes [Sin02, Sin03, Tia04] ont été réalisées dans une configuration d'hologramme de volume classique placé dans un étalon asymétrique. Le faisceau de lecture est résonant, en incidence normale sur le Fabry-Perot et l'efficacité de diffraction est de quelques pourcents, augmentée d'un facteur 10 par rapport à celle de l'hologramme seul. Dans ces conditions, la diffraction sur l'hologramme induit des pertes, ce qui contribue à réduire la finesse du résonnateur pour le faisceau de référence et la diaphotie augmente comme l'intensité diffractée. Une optimisation est donc nécessaire. Les applications envisagées sont les mémoires holographiques, dans le cas d'un Fabry-Perot dissymétrique ou un transistor optique, si l'on utilise comme commande une variation de la modulation d'indice pour modifier le rapport entre l'intensité diffractée et l'intensité transmise.

Dans le domaine des télécommunications, un filtre utilisant un réseau intracavité est proposé [McM89], pouvant démultiplexer 9 canaux séparés de 2,2 GHz, avec des pertes de couplage de 7 dB et un rapport signal sur bruit supérieur à 15 dB.

Une réalisation intéressante [Lin92] utilise un étalon à base de miroirs hologra-

phiques. Si l'on introduit un réseau plan dans cette structure (étalons de Fabry-Perot holographiques multiplexés), on observe des résonances dans l'efficacité de diffraction du dispositif, et on peut exploiter la déflexion de l'onde diffractée par rapport aux ondes transmises ou réfléchies. Dans cette étude, des dispositifs à plusieurs réseaux sur le même support ont été fabriqués, pour une expérience de démultiplexage en longueur d'onde qui permet de séparer spatialement des longueurs d'onde espacées de 1 nm.

L'idée d'améliorer les efficacités de diffraction a motivé plusieurs études sur les puits quantiques dans les semiconducteurs. En effet, bien que ces structures permettent d'obtenir des modulations d'indice très grandes, les efficacités de diffraction obtenues restent très modestes en raison de la faible épaisseur des échantillons. Augmenter l'épaisseur, outre les problèmes technologiques posés, rend l'écriture des réseaux plus difficile. C'est pourquoi la solution d'inclure ces structures dans une cavité résonnante est mise en oeuvre par plusieurs équipes.

Des études théorique [Nol95] et expérimentale d'holographie intracavité utilisent des puits quantiques de *AlGaAs* comme milieu actif [Kwo94, Kwo95]. Deux configurations sont envisagées, suivant que le Fabry-Perot est symétrique et que les "miroirs" du résonateur sont les interfaces semiconducteur / couche tampon ou semiconducteur / air, ou asymétrique, avec une couche d'or comme miroir de fond de cavité. Dans le premier cas, on peut étudier la modulation en réflexion ou en transmission, dans le second, on s'intéresse surtout à l'augmentation de l'efficacité de diffraction d'un réseau mince inscrit dans le milieu actif. Dans les deux expériences, les finesses sont assez faibles ( $F \leq 6$ ). Le faisceau incident est résonant, grâce à l'ajustement de l'épaisseur de la couche tampon comprise entre le milieu actif et le substrat mais les faisceaux diffractés ne le sont pas, ce qui diminue la sensibilité de l'efficacité de diffraction à l'accord sur la résonance.

Une implantation de protons rend le milieu photoréfractif et un réseau peut y être inscrit. L'angle d'incidence du faisceau de lecture est choisi pour faire coïncider le minimum de réflexion du Fabry-Perot et la résonance excitonique des trous lourds. Le régime de diffraction est de type Raman-Nath et l'efficacité de diffraction en réflexion est améliorée d'un facteur 10 grâce à la résonance du Fabry-Perot.

Plus récemment, la même équipe [Nol01] a réalisé une expérience d'holographie dynamique en inscrivant un réseau de gain dans une microcavité verticale GaAs de type laser, utilisée en dessous du seuil. Les réflectivités des miroirs de la cavité sont volontairement choisies assez faibles, de manière à éviter de limiter la bande passante des hologrammes par une trop grande finesse. Les efficacités de diffraction mesurées de l'ordre de 1%, sont inférieures environ d'un facteur 10 aux prévisions théoriques. Cette différence est attribuée à une inhomogénéité de l'épaisseur des couches épitaxiées sur la surface de l'échantillon, qui contribue à élargir les pics de résonance et donc à réduire la finesse effective de la cavité.

Une approche théorique différente sur les puits quantiques est proposée par une autre équipe [Col95]. En effet, les calculs sont fondés sur l'hypothèse de la double résonance, à la fois Bragg et Fabry-Perot. Les réflectivités des miroirs de

la cavité asymétrique sont élevées, donnant une finesse théorique comprise entre 20 et 30. L'augmentation de l'efficacité de diffraction est calculée, dans un milieu sans pertes. En particulier, il est montré qu'à une modulation d'indice donnée, correspond une réflectivité du miroir avant qui maximise l'efficacité de diffraction à 1. Pour modifier la direction du diffracté, il faut changer le pas du réseau, ce qui implique un écart à la résonance de Bragg et donc une efficacité de diffraction plus modeste, ainsi qu'une variation de la longueur d'onde de résonance. L'hypothèse d'un ordre de diffraction unique est justifiée par une augmentation de la longueur effective de l'échantillon due à l'effet du résonateur.

L'étude expérimentale du même groupe [Gra97] utilise des multi-puits quantiques de *GaInAs* – *GaInAsP*. C'est l'interface entre la couche tampon d'InP et l'isolant de silice qui joue le rôle de miroir avant, ce qui donne une réflectivité de 20 %. L'efficacité de diffraction est augmentée d'un facteur 3 par rapport à une structure sans résonateur.

Un autre dispositif, avec un miroir métallique à l'arrière et un miroir de Bragg à l'avant, est réalisé plus récemment [Mat99]. La partie active est identique mais elle est intégrée dans une jonction PN et la diffraction ne nécessite pas d'appliquer de champ électrique, contrairement aux travaux de l'équipe de Nolte. L'efficacité de diffraction est proche de 2%, ce qui est annoncé comme 1000 fois supérieur à l'efficacité sans résonateur.

Cette différence d'approche du régime de diffraction par deux équipes qui travaillent sur des échantillons de même épaisseur (de l'ordre du  $\mu m$ ) met en évidence la nécessité d'une étude théorique plus poussée pour distinguer les deux régimes dans le cas particulier des dispositifs intracavité. Cette étude sera abordée au chapitre 3.4.1.

L'ensemble de ces travaux montre que l'holographie intracavité est susceptible non seulement d'améliorer des fonctions existantes grâce à l'augmentation des contrastes de modulation ou des efficacités de diffraction mais aussi de donner lieu à de nouvelles fonctions, comme la correction dynamique de fronts d'onde dans les lasers.



Nous avons souhaité contribuer à cette problématique par une étude théorique systématique de l'amélioration par la configuration intracavité des paramètres caractérisant habituellement les réseaux de Bragg. Cet aspect est développé dans la partie 3.2. Nos validations expérimentales de ces prévisions sont décrites dans la partie 3.3. Nous avons également entrepris une étude du régime de diffraction en fonction de l'épaisseur du réseau intracavité, fondée sur les critères d'épaisseur dans les réseaux de Bragg. Elle fait l'objet de la partie 3.4.1. Enfin nous proposons dans la partie 3.5 un dispositif utilisant l'exaltation des performances par la cavité.

La thèse de Ludivine Menez a porté sur l'étude théorique et expérimentale de l'holographie intracavité [Men01]. A partir de l'idée d'améliorer les propriétés diffractives d'un réseau sinusoïdal de Bragg en forçant de multiples aller-retour de l'onde incidente dans le milieu diffractant, nous avons adopté la configuration intracavité suivante : on «ferme» le réseau par 2 miroirs parallèles au vecteur  $K$  du réseau (voir figure 3.1). L'onde incidente est en résonance avec le Fabry-Perot et si elle est de plus à l'angle de Bragg du réseau, l'onde diffractée est symétrique de l'onde incidente, et elle est donc elle aussi en résonance avec le Fabry-Perot. Nous étudions les propriétés de réseau intracavité quand cette double condition de résonance Bragg et Fabry-Perot est réalisée ce qui impose une relation entre l'angle d'incidence, la longueur d'onde, l'épaisseur et le pas du réseau. Nous nous intéressons aussi à la modification des performances en présence d'un écart de l'un ou plusieurs de ces paramètres à la valeur de résonance.

## 3.2 Description en ondes planes

Une première modélisation [Men99]<sup>1</sup> a été effectuée en ondes planes, polarisées perpendiculairement au vecteur réseau. Les dimensions transversales sont infinies, le réseau sinusoïdal inscrit dans un milieu sans pertes est caractérisé par son pas, son épaisseur, sa modulation d'indice; la cavité de Fabry-Perot est décrite par les coefficients de réflexion des miroirs, sa longueur coïncide avec celle du réseau. L'onde de lecture est dans le plan défini par le vecteur réseau et la normale aux miroirs du Fabry-Perot; elle fait un petit angle avec la normale aux miroirs. On ne considère dans un premier temps qu'un ordre diffracté.

On écrit l'équation de propagation non linéaire pour l'onde intracavité, superposition de l'onde incidente, de l'onde diffractée et des ondes réfléchies correspondantes, avec les approximations habituelles de l'optique non-linéaire

---

<sup>1</sup>Pour le texte intégral de cet article, se reporter à la référence A14 de l'annexe B

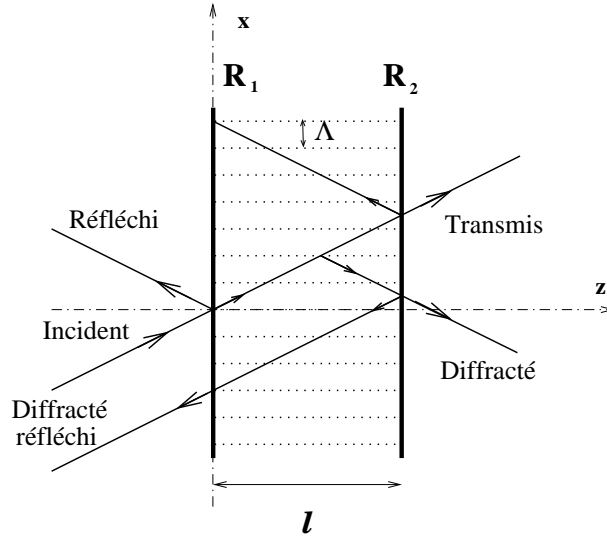


FIG. 3.1 – Réseau de Bragg intracavité, de pas  $\Lambda$  et d'épaisseur  $l$ ,  $R_1$  et  $R_2$  sont les réflectivités des miroirs

[She84], dont l'hypothèse de l'enveloppe lentement variable déjà mentionnée au chapitre 1. La polarisation non-linéaire fait apparaître la variation sinusoïdale de l'indice. Cette méthode de résolution est équivalente à la méthode des ondes couplées employée par Kogelnik [Kog69] mais la formulation, empruntée à l'optique non linéaire, nous permet de justifier plus simplement les approximations, même si la lecture du réseau d'indice ne fait intervenir aucun processus non linéaire à proprement parler.

On ne garde que les termes les plus proches de l'adaptation de phase et on obtient de cette manière deux systèmes de deux équations couplées correspondant respectivement aux “ondes avant”, (se propageant dans le sens de l'onde incidente) et aux “ondes arrière”. Elles sont reliées par les conditions aux limites sur chacun des miroirs. On peut résoudre ces équations analytiquement et donc calculer l'intensité diffractée à la sortie du Fabry-Perot. L'étude analytique permet de faire ressortir des grandeurs normalisées, qui facilitent les simulations. On choisit les paramètres de manière à superposer la résonance de Bragg à une résonance de Fabry-Perot et l'on peut étudier la variation de l'intensité diffractée dans différentes configurations.

### 3.2.1 Exaltation de la diffraction

Cette modélisation a confirmé l'augmentation de l'intensité diffractée. Pour le résonateur, on a examiné le cas où il est symétrique (les deux coefficients de réflexion égaux) et celui où il est dissymétrique en configuration de Gires-Tournoi [Gir64] (le second miroir du résonateur est totalement réfléchissant). Le second cas où l'intensité diffractée est totalement réfléchie, en contra-propagation de l'onde incidente, donne toujours de meilleurs résultats et il a été adopté pour la suite de l'étude. On peut montrer qu'à chaque valeur de la modulation d'indice  $\Delta n$  du réseau, correspond un coefficient de réflexion du premier miroir  $R_1$  qui permet d'obtenir une efficacité de diffraction égale à 1 à la résonance. Ces résultats sont en accord avec ceux de la littérature, que nous avons mentionnés plus haut [Col95].

Le gain en efficacité de diffraction apporté par la cavité est d'autant plus grand que l'efficacité de diffraction est faible dans le réseau de Bragg seul, c'est à dire pour des épaisseurs ou des modulations d'indice faibles. Cette étude a permis de mettre en évidence un autre avantage de la cavité, que nous explicitons dans la partie suivante.

### 3.2.2 Anticoïncidence des deux systèmes de résonance

Pour comprendre intuitivement les autres améliorations du réseau intracavité par rapport au réseau de Bragg simple, on peut repartir de l'observation de la variation de l'efficacité de diffraction d'un réseau de Bragg en fonction de l'angle d'incidence du faisceau initial au voisinage de l'angle Bragg (figure 3.2). Il est intéressant de regarder cette condition de plus près pour la comparer à la condition de résonance du Fabry-Perot de même épaisseur  $l$ . Evaluons d'abord la variation  $\epsilon'$  de l'angle diffracté  $\theta$  lorsque l'on s'écarte de l'incidence de Bragg  $i_B$  d'une valeur faible  $\epsilon$ , soit :

$$\begin{aligned} i &= i_B + \epsilon \\ \theta &= \theta_B + \epsilon' \end{aligned} \tag{3.1}$$

où  $\theta_B = -i_B$  est l'angle du faisceau diffracté correspondant à l'incidence de Bragg. Le théorème de Floquet appliqué au réseau sinusoïdal infini suivant  $x$  relie les sinus des angles incident et diffracté pour donner au premier ordre :

$$\epsilon' = \epsilon \tag{3.2}$$

La désadaptation de phase entre l'onde incidente et l'onde diffractée est donc :

$$\Delta k = k(\cos i - \cos \theta) = 2k \sin \epsilon \sin i_B \tag{3.3}$$

Nous utilisons les résultats du calcul de la partie 1.2 pour écrire la condition d'obtention des maxima secondaires de l'amplitude diffractée :

$$kl(\sin \epsilon \sin i_B) = (p + \frac{1}{2})\pi \quad (3.4)$$

Rappelons la condition d'obtention des résonances du Fabry-Perot.

$$kl \cos i = m\pi \quad (3.5)$$

Il ne reste qu'à décomposer le cosinus :

$$kl(\cos i_B \cos \epsilon - \sin i_B \sin \epsilon) = m\pi \quad (3.6)$$

et à exprimer que l'angle de Bragg correspond à une résonance du Fabry-Perot, soit :

$$kl \cos i_B = m_B\pi \quad (3.7)$$

On obtient au premier ordre en  $\epsilon$  :

$$kl(\sin i_B \sin \epsilon) = (m_B - m)\pi \quad (3.8)$$

$m_B - m$  est bien sûr un entier et les deux conditions de résonance sur  $\epsilon$  sont identiques mais décalées de  $\pi/2$ .

La conclusion de ce calcul est que si l'on fait coïncider l'angle de Bragg à une résonance du Fabry-Perot, il y a antioïncidence entre les maxima secondaires de Bragg et les résonances voisines du Fabry-Perot. Autrement dit, quand la lumière est couplée au Fabry-Perot, aux angles voisins de la résonance de Bragg, elle n'est pas diffractée par le réseau et les angles qui peuvent donner lieu à de la diffraction ne peuvent pas se coupler au Fabry-Perot. La démonstration en a été faite avec deux hypothèses simplificatrices : une faible valeur de  $\epsilon$  et une amplitude diffractée constante dans toute l'épaisseur du réseau. La première hypothèse n'est pas limitative, car si l'on s'écarte beaucoup de l'angle de Bragg, les maxima secondaires du sinus cardinal deviennent complètement négligeables. La seconde ne s'approche de la situation réelle que pour des modulations d'indice faibles devant 1, ce qui correspond justement au cas où la configuration intracavité est très avantageuse par rapport au réseau de Bragg simple.

Nous avons représenté sur la figure 3.2 les courbes calculées à partir du modèle en ondes plane, qui confirment bien les conclusions de l'analyse approximative ci-dessus. En réalité, l'antioïncidence n'est pas parfaite, mais elle suffit à réaliser une excellente apodisation de l'intensité diffractée par le réseau de Bragg intracavité. Le résultat de l'association du réseau épais et

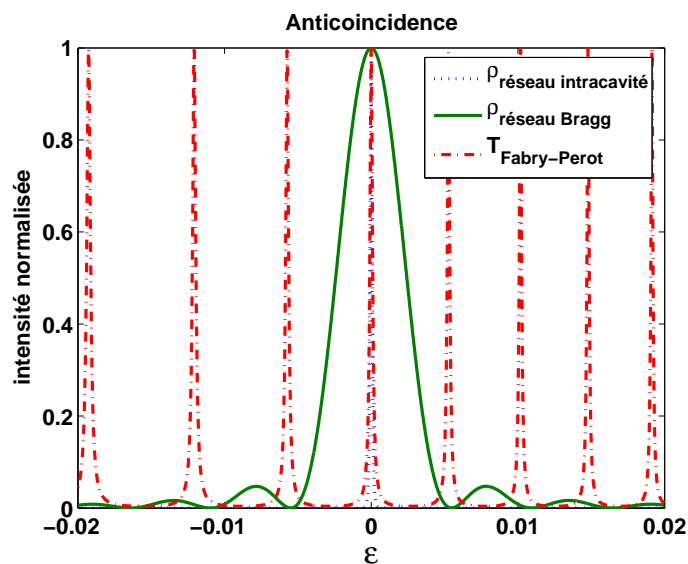


FIG. 3.2 – Anticoïncidence des pics secondaires de Bragg et des résonances de Fabry-Perot

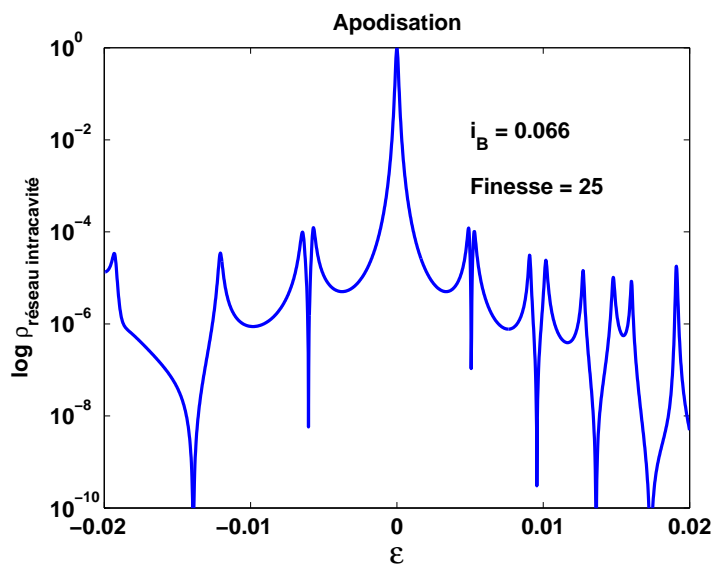


FIG. 3.3 – Logarithme de l'intensité diffractée par le réseau intracavité en fonction de l'écart à la double résonance de Bragg et de Fabry-Perot

du résonnateur donne donc un pic de diffraction angulairement très fin et des maxima secondaires très atténués, comme on peut le voir sur la courbe en échelle logarithmique de la figure 3.3.

Le rapport d'amplitude entre le maximum principal et le premier maximum secondaire détermine le rapport signal sur bruit et la largeur du pic principal donne la sélectivité angulaire.

Ces résultats de simulations très prometteurs sont confirmés par les expériences réalisées au cours des thèses de Ludivine Menez et David Bitauld, que nous décrivons dans la partie suivante.

### 3.3 Etude expérimentale

Une première expérience [Men02b]<sup>2</sup> a été réalisée à l'aide d'un colorant organique le MOED, fourni par M. Jacques Delaire, responsable du Département de chimie de l'Ecole Normale Supérieure de Cachan. Absorbant dans le vert et transparent dans le rouge, il permet l'écriture thermique d'un réseau par un laser Nd-YAG doublé en fréquence, en impulsions nanosecondes et la lecture par un laser Saphir-titane accordable en continu. Le colorant remplit une cavité de Fabry-Perot dissymétrique, dont l'épaisseur peut être réglée par une cale piézoélectrique fixée sur l'un des miroirs. On peut faire varier le pas du réseau, la longueur d'onde de lecture, l'angle d'incidence, et choisir de se placer à la résonance ou de s'en écarter.

La seconde expérience utilise un cristal liquide scellé entre deux miroirs [Bit03]. Le réseau d'indice est inscrit en appliquant un champ électrique au cristal liquide par l'intermédiaire d'électrodes transparentes, formant deux réseaux interdigités d'un côté et un potentiel de référence de l'autre côté du cristal liquide. De cette manière, on peut régler indépendamment la modulation d'indice et l'indice moyen du milieu diffractant. Le réseau est carré et son pas est fixé par celui des électrodes. Les deux expériences mettent en jeu des ordres de grandeur très différents qui sont résumés dans le tableau 3.1 (les trois dernières lignes du tableau sont commentées dans la partie 3.4.1). Elles confirment néanmoins toutes deux des améliorations importantes de l'efficacité de diffraction et de la sélectivité angulaire. Les performances sont cependant inférieures aux prévisions théoriques et on a constaté que la finesse mesurée pour le résonnateur était nettement plus faible que la finesse calculée à partir des coefficients de réflexion des miroirs.

Il est intéressant de remarquer que nous n'utilisons pas le résonnateur dans la configuration la plus favorable pour un Fabry-Perot. D'une part, l'incidence n'est pas normale puisque nous souhaitons rester près de la résonance

---

<sup>2</sup>Pour le texte intégral de cet article, se reporter à l'annexe B, article A15

milieu non linéaire	colorant MOED	cristal liquide TL205 (Merck)
publication	[Men02b]	[Bit03]
modulations d'indice	$5 \times 10^{-6}$	$10^{-3}$
épaisseur	$700 \mu m$	$30 \mu m$
pas du réseau	$15 \mu m$	$3 \mu m$
longueur d'onde	$700 - 850 nm$	$700 - 850 nm$
finesse théorique	25	28
finesse mesurée	10	8 – 14
Efficacité de diffraction maximale obtenue	0,04	0,22
$Q_M$	146	0,3
$Q_{FP}$ théorique	–	11
$Q_{FP}$ réel	560	2,4

TAB. 3.1 – Tableau récapitulatif des données expérimentales

de Bragg et d'autre part, le faisceau laser de lecture est bien sûr d'étendue limitée et de divergence finie. L'incidence oblique limite le nombre d'aller-retours sur lesquels il y a recouvrement du faisceau, d'autant plus que le diamètre de ce faisceau est faible. D'autre part, plus le diamètre du faisceau est faible, plus il est divergent et seulement une partie de l'onde incidente vérifie alors les conditions de résonance.

Tous ces facteurs ne sont pas pris en compte par le premier modèle, limité au cas des ondes planes. Cependant, ce calcul, complètement analytique, nous a permis de prévoir les avantages de cette configuration intracavité et de bien comprendre les effets des différents paramètres sur les performances de cet agencement. Pour aller plus loin et évaluer la possibilité d'inclure des réseaux intracavités dans des dispositifs, il est nécessaire d'affiner et de compléter la modélisation.

Nous exposons dans la section suivante les études sur le critère d'épaisseur, pour estimer dans quelle mesure l'approximation d'un ordre diffracté unique est valable, et les calculs sur le rôle des pertes et du gain dans le milieu intracavité. Une modélisation en faisceaux gaussiens est en cours et nous explicitons cette démarche au chapitre 4.

### 3.4 Compléments de modélisation

L'expérience sur les cristaux liquides a permis de mettre en évidence l'importance de l'hypothèse du réseau épais. En effet cet échantillon, d'épaisseur limitée à  $30 \mu m$  par la technologie qui nous était proposée, diffracte dans

plusieurs ordres, contrairement aux hypothèses de notre modélisation. Il est nécessaire à ce propos d'étudier la limite d'épaisseur au delà de laquelle on n'observe plus qu'un seul ordre diffracté et en particulier comment cette limite est modifiée par le résonateur qui contient le réseau épais.

### 3.4.1 Étude du critère d'épaisseur

Pour étudier le régime de diffraction, il faut compléter le modèle en ondes planes décrit précédemment en introduisant les ordres supérieurs de diffraction. Le réseau sinusoïdal couple un ordre de diffraction  $p$  donné avec les ordres voisins soit  $p + 1$  et  $p - 1$ . Ici encore, on ne garde que les termes les plus proches de l'adaptation de phase. On limite l'étude à trois ordres de diffraction,  $-1$ ,  $-2$  et  $+1$ . Rappelons que nous avons noté ordre  $-1$  l'ordre principal de diffraction et qu'il est parfois appelé ordre 1 dans la littérature. On obtient pour chaque sens de propagation (ondes avant et arrière) un système de quatre équations différentielles couplées, qui peut être résolu par une méthode matricielle pour calculer les intensités des différentes ondes présentes.

Le but de ce travail est de calculer l'épaisseur du réseau intracavité au dessus de laquelle l'intensité des ordres supérieurs de diffraction est au moins cent fois plus faible que celle de l'ordre  $-1$ . Dans un réseau de Bragg simple, il a été montré [Mal90], dans le cadre de l'approximation des modulations d'indice faibles, que cette condition est réalisée pour une épaisseur  $l \geq l_M = 10\Lambda^2/\pi\lambda$  où  $\Lambda$  est le pas du réseau et  $\lambda$  la longueur d'onde. Un critère plus couramment cité dans la littérature utilise un paramètre sans dimension, que nous avons adapté au cas de la diffraction en réflexion :  $Q_M = \pi\lambda/\Lambda^2$ . Nous avons repris dans nos publications cette notation de la littérature mais il faut bien souligner ici, que ce paramètre n'a aucun rapport avec le coefficient de surtension mentionné au premier chapitre. Si  $Q_M > 10$ , on est en régime de Bragg, alors que si  $Q_M < 1$ , on est en régime de Raman Nath. Notons qu'il existe un domaine intermédiaire où aucune des deux approximations n'est applicable.

Comme précédemment, on suppose que l'onde incidente à l'angle de Bragg vérifie la condition de résonance du Fabry-Perot et que, de ce fait, l'ordre principal de diffraction, symétrique de l'onde incidente la vérifie également. Dans ces conditions, notre calcul met en évidence [Men02a]<sup>3</sup> que l'ordre  $-2$ , non directement couplé à l'onde incidente par le réseau sinusoïdal, ne peut être généré que par double diffraction et a donc une intensité toujours plus faible, de plusieurs ordres de grandeur, que celle de l'ordre  $-1$ . L'intensité

---

<sup>3</sup>Pour le texte intégral de cet article, se reporter à l'annexe B, article A17



de l'ordre 1 est pratiquement égale à celle de l'ordre principal de diffraction, jusqu'à une épaisseur de l'ordre d'une dizaine de longueurs d'onde, dans un réseau de Bragg simple, mais dans la configuration intracavité, elle décroît d'autant plus vite que la finesse de la cavité est élevée. A l'atténuation due à la désadaptation de phase qui existe dans le réseau épais, vient s'ajouter le fait que l'ordre 1 ne vérifie pas la condition de résonance du Fabry-Perot. Nous avons montré que, dans le cas de la cavité dissymétrique, si  $r_1$  et  $r_2 = 1$  sont les coefficients de réflexion respectifs des miroirs avant et arrière, on peut définir une longueur effective de l'échantillon :

$$l_{eff} = 2l \frac{1 + r_1}{1 - r_1} \quad (3.9)$$

La forme générale pour des miroirs quelconques, si l'on s'intéresse toujours au diffracté réfléchi est la suivante :

$$l_{eff} = 2l \frac{(1 - r_1^2)r_2}{(1 - r_1 r_2)^2} \quad (3.10)$$

Tout se passe comme si la longueur de l'échantillon était multipliée par le facteur  $2 \frac{(1 - r_1^2)r_2}{(1 - r_1 r_2)^2}$ . La longueur minimum à atteindre avant de pouvoir négliger les ordres supérieurs est donc réduite du même facteur par rapport à un réseau de Bragg simple. La notion de longueur effective était mentionnée dans la littérature mais sans donnée quantitative. L'expression ci-dessus s'établit à partir des formules analytiques résultant de notre premier modèle en ondes planes, et le calcul des ordres supérieurs nous a permis de vérifier sa validité pour la prévision de la décroissance des ordres supérieurs, en comparaison avec un réseau de Bragg simple.

Le critère d'épaisseur, qui permet de distinguer entre les régimes de diffraction de Raman Nath et de Bragg, autrement dit de déterminer l'épaisseur au dessus de laquelle les ordres supérieurs de diffraction peuvent être négligés, doit être modifié dans le cas d'un réseau intracavité. L'épaisseur critique dépend non seulement du rapport entre le pas du réseau et la longueur d'onde, mais aussi des réflectivités des miroirs du Fabry-Perot. On définit donc un nouveau paramètre sans dimension  $Q_{FP}$  correspondant à  $Q_M$  dans lequel on remplace l'épaisseur réelle de l'échantillon par son épaisseur effective dans le Fabry-Perot. Le nouveau critère s'applique donc exactement comme l'ancien en remplaçant  $Q_M$  par  $Q_{FP}$ .

On peut utiliser ce critère pour revenir sur les données expérimentales précédentes et sur celles de la littérature, afin de justifier a posteriori du régime de diffraction. De ce point de vue, nos deux expériences de validation du modèle

milieu non linéaire	GaAs	mutli-puits InGaAsP/InGaAs	mutli-puits AlGaAs/GaAs	VCSEL GaAs
publication	[Col95]	[Gra97]	[Kwo95]	[Nol01]
$\Delta n$	$3 \times 10^{-3}$	-	-	-
épaisseur	$1 \mu m$	$1,5 \mu m$	$1,5 \mu m$	$1 \mu m$
$\Lambda$	$0,684 \mu m$	$20,4 \mu m$	$25 \mu m$	$40 \mu m$
$\lambda$	$890 nm$	$1500 nm$	$850 nm$	$878 nm$
$R_1$	0,9	0,2	0,31	0,93
$R_2$	0,995	0,995	0,95	0,97
F théorique	57	3,8	5	61
F avec pertes	-	2,5	2,5	37
$Q_M$	1,7	0,017	0,006	0,017
$Q_{FP}$	114	0,038	0,039	0,09

TAB. 3.2 – Tableau récapitulatif de données expérimentales de la littérature

sont très différentes, comme on peut le voir dans le tableau récapitulatif 3.1. Dans le colorant, le régime de Bragg ne fait aucun doute puisqu'il est déjà acquis sans la cavité, d'après la valeur de  $Q_M$ , bien supérieure à 10. Dans le cristal liquide, en revanche, la finesse théorique nous aurait placé en régime de Bragg, et ce n'est que parce qu'elle n'est pas atteinte que nous sommes en régime de Raman Nath. Notons que pour cette dernière expérience, le réseau d'indice n'est pas sinusoïdal mais carré. Cela favorise l'apparition d'ordres supérieurs qui peuvent alors être couplés directement à l'onde incidente par l'intermédiaire des diverses composantes de Fourier du réseau.

On constate sur le tableau 3.2 que, malgré une première étude théorique en régime de Bragg [Col95], tous les travaux expérimentaux que nous avons pu répertorier sur les puits quantiques correspondent à un régime de diffraction de Raman Nath. En effet, non seulement les épaisseurs sont faibles mais les pas de réseaux sont très grands dans toutes ces études, ce qui est très défavorable. Une très grande finesse serait nécessaire pour augmenter suffisamment l'épaisseur effective. La motivation des études citées était soit de réaliser un modulateur ayant un contraste maximum ou, dans le dernier cas, de garder une bande passante élevée. Les paramètres choisis étaient donc le résultat d'un compromis entre l'efficacité de diffraction maximale et une autre contrainte. Il serait intéressant de tester un échantillon comportant une cavité de grande finesse.

### 3.4.2 Milieu absorbant ou amplificateur

La motivation pour cette étude [Men02c]<sup>4</sup> est double : d'une part évaluer les limitations de performances dues aux pertes inévitables dans le milieu nonlinéaire intracavité dans lequel le réseau est inscrit et d'autre part envisager des applications dans le domaine des sources accordables avec des milieux à gain ou des réseaux de gain [Mar02]. Le calcul est fondé sur le modèle en ondes planes décrit précédemment, dans lequel on a introduit un vecteur d'onde complexe. Sa partie imaginaire permet de rendre compte des pertes ou du gain dans la cavité. Pour le réseau de gain, la modulation d'indice est également complexe.

#### Influence de l'absorption dans le milieu intracavité

Nous avons déjà mentionné au chapitre 1 à propos des applications des résonateurs de Fabry-Perot que l'effet des pertes peut être pris en compte de manière très simple, en utilisant pour le deuxième miroir du Fabry-Pérot un coefficient de réflexion multiplié par "les pertes du faisceau de lecture sur un aller retour dans la cavité" :

$$R'_2 = R_2 \exp(-2\alpha_0 l \cos \theta) \quad (3.11)$$

Nos calculs sont en accord avec ce résultat. Dans ces conditions, l'efficacité de diffraction maximum du réseau intracavité est bien sur diminuée. A titre d'exemple, pour  $\pi \Delta n l / \lambda \cos \theta = 0.06$ , l'efficacité de diffraction passe de 100% dans un milieu sans perte à 50% avec des pertes de 5% sur une longueur de cavité. C'est donc un facteur qui ne pourra pas être négligé dans la conception des dispositifs d'application.

#### Milieu amplificateur

On peut au contraire utiliser un milieu nonlinéaire présentant du gain, de manière à amplifier l'onde de lecture, et même générer un réseau de gain. On obtient alors des efficacités de diffraction et des réflectivités supérieures à l'unité. La configuration est celle d'un laser, avec un milieu amplificateur dans un résonateur. On s'impose de rester en dessous du seuil laser, de manière à utiliser les avantages spécifiques de la diffraction intracavité.

Deux types d'optimisation sont alors possibles :

- maximiser l'efficacité de diffraction
- minimiser la réflexion

---

<sup>4</sup>Pour le texte intégral de cet article, se reporter à la référence A16 de l'annexe B

Le premier cas peut donner lieu à des applications de type laser accordable ; l'émission spontanée va être renforcée par le réseau intracavité dans les deux directions symétriques du diffracté réfléchi et du réfléchi, et, si l'on ajoute un miroir externe pour réfléchir l'un de ces deux faisceaux, on obtient un nouveau résonateur.

Dans le second cas, le dispositif optimisé présente une reflectivité nulle en présence du réseau intracavité, alors qu'elle est totale en l'absence de celui-ci. On peut alors exploiter la commutation entre la situation où le faisceau est diffracté et revient en contrapropagation du faisceau incident et celle où il est réfléchi pour réaliser un défecteur de faisceau. Une validation expérimentale de ces prévisions est en cours, comme nous le verrons au chapitre 4.2.

Au delà de la validation de nos modèles, nous montrons dans la partie suivante que la grande sélectivité angulaire du réseau intracavité peut être exploitée dans un dispositif, dans le domaine des télécommunications.

### 3.5 Un dispositif : filtre accordable en longueur d'onde

Le filtrage en longueur d'onde est l'un des grands enjeux du traitement du signal optique pour les télécommunications, en particulier dans le cadre du multiplexage dense en longueur d'onde [Sad98]. Les performances attendues d'un tel filtre sont des pertes d'insertion faibles, une grande sélectivité en longueur d'onde, un fort taux de suppression des lobes secondaires, une importante dynamique de fonctionnement, une possibilité d'accord simple et rapide, de petites dimensions et un coût réduit. Les plus répandus utilisent des réseaux de Bragg en fibres ou des Fabry-Perot en fibres, bien qu'ils soient tous deux limités par leur temps de réponse. Pour une grande dynamique, les filtres micro-usinés ou à dispositif acousto-optique offrent une possibilité de temps d'accord de l'ordre de la microseconde. Pour des accords plus rapides, de l'ordre de la nanoseconde, les technologies explorées sont les microrésonateurs, les filtres électro-optiques et les filtres à réseaux de Bragg distribués. L'espacement de 25 GHz entre les canaux mentionné dans l'introduction correspond à 0,2 nm et un isolement de 20 à 30 dB entre canaux est nécessaire. La gamme d'accord, de l'ordre de 40 nm, est la gamme spectrale des amplificateurs à fibres dopées Erbium.

La grande sélectivité angulaire prévue par la modélisation en ondes planes de notre dispositif s'accompagne d'une sélectivité en longueur d'onde assez médiocre, comparée à celle d'un réseau de Bragg en réflexion. Pour exploi-

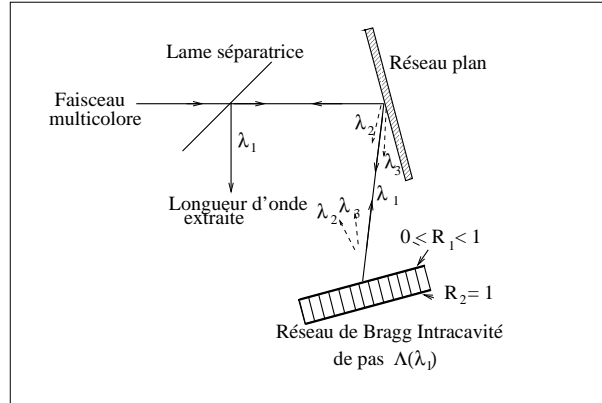


FIG. 3.4 – Principe du filtrage en longueur d’onde, le réseau intracavité est accordé pour l’extraction de la longueur d’onde  $\lambda_1$  d’un faisceau initial multicolore

ter cette sélectivité angulaire, on peut utiliser un réseau plan de manière à disperser les différentes longueurs d’onde dans des directions différentes dont l’une sera sélectionnée par le réseau intracavité, à condition d’accorder son pas. La longueur d’onde qui vérifie la condition de résonance revient en contrapropagation alors que toutes les autres sont réfléchies par le dispositif intracavité (voir figure 3.4). Aucun mouvement mécanique n’est nécessaire pour rediriger la longueur d’onde sélectionnée. Un brevet a été déposé concernant ce dispositif [Fre01]. La modélisation de cette association d’un réseau plan à un réseau de Bragg intracavité confirme qu’une excellente sélectivité en longueur d’onde peut être obtenue dans une gamme accessible des paramètres des réseaux [Bit03] et une première réalisation expérimentale à base de cristaux liquides décrite dans la partie 3.3 a permis d’en valider le principe [Fre02].

Les principales limitations de ce dispositif sont sa faible épaisseur et/ou l’écart entre la finesse théorique et la finesse expérimentale du Fabry-Perot, qui réduisent les efficacités de diffraction en nous plaçant en régime de diffraction de Raman Nath, ainsi que l’absence d’accordabilité. Une étude plus complète est en cours pour valider à la fois l’association des deux réseaux et l’accordabilité du filtre. Elle est décrite dans la partie 4.3.

# Chapitre 4

## Travaux en cours

Nos travaux en cours se situent à la fois sur le plan de la modélisation et des réalisations expérimentales.

### 4.1 Modélisation

#### 4.1.1 Faisceaux gaussiens

L'étude de la réponse du réseau de Bragg intracavité à un faisceau incident gaussien s'est avérée indispensable pour se rapprocher des conditions des réalisations expérimentales. En effet, même si le modèle en ondes planes permet de confirmer dans un premier temps l'intérêt du dispositif, des calculs plus précis sont nécessaires, prenant en compte la divergence du faisceau incident et la limitation de son étendue latérale. On sait que la finesse du Fabry-Perot est alors limitée à cause du diamètre fini du faisceau puisque les interférences ne se font que sur un nombre limité d'aller-retours dans le résonateur et que seulement une partie de l'onde incidente peut vérifier les deux conditions de résonance, à cause de sa divergence.

On trouve dans la littérature des études sur l'effet de l'illumination d'un résonateur de Fabry-Perot par un faisceau gaussien [Pen99] ainsi que la diffraction d'un faisceau gaussien sur un réseau [Ham97] mais le cas du réseau intracavité n'est pas traité à notre connaissance.

La modélisation se fait en décomposant l'onde gaussienne sur une base d'ondes planes, ce qui ramène au modèle précédent. Une publication est en cours de rédaction sur ce sujet, que nous soumettrons prochainement à un journal de l'«Optical Society of America».

### 4.1.2 Restitution d'images

Après avoir étudié les propriétés diffractives des réseaux sinusoïdaux intracavité, il est intéressant d'examiner la possibilité de lecture d'information (un hologramme par exemple) stockée dans un dispositif intracavité. En effet on utilise des fronts d'onde complexes dans plusieurs applications telles que le traitement spatio-temporel de signaux, les réseaux de communication, le stockage d'information ou les réseaux de neurones. La question a été abordée dans le cadre de l'holographie intracavité, avec l'inscription et la lecture de plusieurs réseaux [Lin92] et d'un hologramme [Sin02] mais les résultats sont qualitatifs et il n'y a pas d'étude systématique de la conservation de la bande passante de l'image, par rapport aux caractéristiques de la cavité.

L'hologramme peut être considéré comme la superposition linéaire de réseaux sinusoïdaux de pas différents correspondant aux composantes de Fourier de l'image. Or le dispositif intracavité suppose la coïncidence entre la résonance de Bragg et une résonance du Fabry-Perot. La présence de plusieurs réseaux de pas différents implique qu'ils ne permettent pas tous la double résonance pour le faisceau de lecture. Il faut alors définir des critères de tolérance sur l'écart à la résonance maximum autorisé "sans perte d'information".

La généralisation de la sélectivité de Bragg à l'holographie de volume utilise un formalisme d'opérateurs [Sha02]. Il reste à voir si ce calcul peut être adapté au cas de l'holographie intracavité. Il est également intéressant d'examiner si l'introduction de fronts d'onde complexes ne risque pas d'exalter les problèmes de diaphotie, souvent abordés dans le cas des mémoires holographiques. Le format de stockage peut alors jouer un rôle important. Nous avons déjà mentionné les méthodes d'apodisation pour améliorer le rapport signal sur bruit, il faudrait mettre au point d'autres techniques pour éviter de trop perdre en efficacité de diffraction quand on s'écarte de la double résonance de notre dispositif.

Un "quasi-hologramme de Fourier" est proposé pour lequel le milieu d'enregistrement est placé au voisinage du plan focal d'une lentille [Ram96]. Cette configuration améliore l'efficacité de diffraction et le rapport signal sur bruit et vise de plus à uniformiser l'efficacité de diffraction sur un grand nombre d'hologramme. La diaphotie est évaluée et les limitations sont attribuées à l'épaisseur insuffisante du milieu holographique. L'augmentation de la longueur effective du milieu en intracavité est susceptible d'apporter une amélioration dans ce cas.

Une autre solution est présentée [She96], pour augmenter la gamme d'angle d'incidence sur laquelle la condition de Bragg est vérifiée. Il s'agit d'un dispositif composé d'un réseau plan et d'une lentille holographique pour des

applications de viseur. L'enregistrement est réalisé par une technique itérative et donne des résultats encourageants.

Ce travail, qui nécessite à la fois une étude théorique et une mise en oeuvre expérimentale, devrait faire l'objet d'une thèse dans un avenir proche.

### 4.1.3 Réseau mince intracavité

Après avoir constaté, lors de l'étude du critère d'épaisseur, que le résonnateur augmente l'épaisseur effective du réseau placé dans la cavité, on peut pousser ce raisonnement jusqu'à l'extrême en remplaçant le réseau de Bragg par un réseau mince placé dans un résonnateur et voir si des propriétés diffractives intéressantes peuvent être obtenues, en terme d'efficacité de diffraction mais aussi d'extinction des ordres supérieurs de diffraction.

Nous envisageons un calcul matriciel semblable à ceux utilisés pour les structures multicouches, prenant en compte plusieurs ordres diffractés. Cette configuration correspond par exemple à l'utilisation d'un échantillon de type puits quantiques semiconducteurs dans un résonnateur dont l'épaisseur pourrait être choisie beaucoup plus grande que celle du multi-puits.

## 4.2 Milieu amplificateur

La thèse d'Aurélien Moreau est en cours sur l'holographie intracavité en milieu amplificateur. Les premiers essais visent à sélectionner un matériau permettant de réaliser un dispositif intégré. Nous envisageons une microcavité contenant éventuellement des puits quantiques. Le montage expérimental utilise la double source accordable picoseconde mise au point au laboratoire afin de pouvoir réaliser des mesures résolues temporellement dans les semiconducteurs.

Une autre solution est d'utiliser une cavité de type «microlaser» [Zay99], par exemple un cristal de Nd-YAG, sur lequel sont déposés des miroirs de Bragg. L'écriture peut se faire à l'aide d'une diode et la longueur d'onde de lecture doit être proche de la gamme de gain du matériau actif, c'est-à-dire de l'ordre de  $1,06 \mu m$ . La principale difficulté pourrait provenir de l'utilisation de la cavité en incidence oblique, ce qui ne correspond pas aux conditions prévues par les concepteurs de ces lasers miniatures.

## 4.3 Filtre accordable en longueur d'onde

La thèse de David Bitauld porte sur le filtrage fréquentiel reconfigurable en temps réel pour les télécommunications optiques. A partir du premier



essai de filtre décrit dans la partie 3.5, dont les principaux points faibles sont la faible épaisseur et la non-accordabilité, nous nous plaçons dans des conditions complètement différentes. L'étude consiste à réaliser le réseau de Bragg reconfigurable à l'aide d'une cellule acousto-optique [Bit04] de 2 cm d'épaisseur environ. Le pas du réseau est réglable par la fréquence de l'onde acoustique. Le dispositif global est ainsi relativement compact et l'accord peut être rapide.

La première phase, qui mène en parallèle modélisation du dispositif associant le réseau intracavité au réseau plan et expérience sur un modulateur acousto-optique du commerce, permet de définir les performances de la cellule acousto-optique susceptibles d'optimiser le filtre. Le pas du réseau plan, le diamètre du faisceau et son angle d'incidence sur le réseau, sont autant de paramètres à faire varier afin d'obtenir une sélectivité en longueur d'onde de l'ordre du dixième de nanomètre. La réalisation et le test du filtre sont prévus avant la fin de la thèse.

# Chapitre 5

## Travaux antérieurs

C'est au Laboratoire d'Electronique et de Technologie de l'Informatique (LETI) de 1982 à 1985 que s'est déroulé mon travail de thèse sur la "Caractérisation de jonctions Supraconducteur-Isolant-Supraconducteur (SIS) dans un récepteur hétérodyne à 33 GHz" [T]<sup>1</sup>. Le but de ce travail était de démontrer que ces jonctions SIS, grâce à leur caractéristique courant-tension fortement non-linéaire, pouvaient présenter une grande sensibilité pour la détection de rayonnements microondes, voire millimétriques. L'application visée était la radioastronomie et les détecteurs de référence utilisés habituellement étaient des diodes Schottky.

Les mesures se faisaient à la température de l'hélium liquide. La diode était polarisée en courant dans la partie la plus fortement non linéaire de sa caractéristique. Le principe de la détection hétérodyne (ou mélange de fréquences) est d'injecter un signal et un oscillateur local de fréquences voisines  $\omega_S$  et  $\omega_{OL}$ , de manière à obtenir en sortie du mélangeur un signal de fréquence différence dite fréquence intermédiaire  $\omega_{FI} = \omega_{OL} - \omega_S$ , dans la gamme du gigahertz, qui porte l'information d'amplitude et de phase du signal à détecter et que l'on peut amplifier et traiter.

Sur le plan des performances mesurées, d'excellents résultats furent obtenus [A1]. Les principales limitations étaient dues aux problèmes de désadaptation d'impédance d'une part et de reproductibilité technologique des composants d'autre part.

Une étude théorique fut également menée pour concevoir la génération suivante de jonctions, en tenant compte à la fois de l'optimisation des performances et de la nécessité de robustesse des échantillons aux cycles thermiques.

Une équipe de 10 à 15 personnes travaillait alors au LETI sur ces jonctions supraconductrices dans le cadre d'études sur l'ordinateur Josephson, sur la

---

<sup>1</sup>Pour les références bibliographiques de ce chapitre, prière de se reporter à la liste de publications p. 61

métrologie du volt et sur des détecteurs de champ magnétiques très sensibles, les SQUIDS. Ces activités ont été abandonnées au LETI. La maîtrise technologique de ces jonctions demandait en effet de gros investissements pour des objectifs de dispositifs qui ne pouvaient être qu'à très long terme. Du point de vue de la détection hétérodyne, les études se sont poursuivies en France et dans le monde et on parle maintenant de mélangeurs SIS à 1THz.

J'ai poursuivi mes travaux de recherche au Laboratoire Central de Recherche de Thomson-CSF, actuellement "Thales Research and Technology".

## 5.1 Synthèse et caractérisation hyperfréquence de matériaux

### 5.1.1 Céramiques pour l'électronique

J'ai d'abord réalisé et caractérisé des céramiques magnétiques pour une utilisation dans des dispositifs non réciproques en hyperfréquences (isolateurs, circulateurs). Cette étude, entreprise dans le cadre d'un contrat avec la Direction des Recherches, Etudes et Techniques (DRET) de la Délégation Générale à l'Armement (DGA) a donné lieu à la rédaction de rapports trimestriels [R2] et s'est poursuivie par une étude interne en liaison avec la Division Composants Hybrides et Microondes de Thomson Semiconducteurs à Montreuil [R3].

Il s'agissait de minimiser les pertes magnétiques dans des ferrites de lithium. Un compromis devait être trouvé entre les valeurs de l'aimantation à saturation, des pertes diélectriques et des pertes magnétiques. L'optimisation se faisait à la fois sur la composition des ferrites en introduisant divers substituants et sur le procédé de fabrication (broyage, chamottage, pressage, frittage). La gamme de caractérisation s'étendait en fréquence jusqu'à 40 GHz et en température de - 55°C à 100°C. J'étais responsable de toute la chaîne, depuis le choix des matières premières sous forme de poudres et la fabrication du matériau jusqu'au montage et à l'automatisation du banc de mesure hyperfréquences sous champ magnétique et en température, en passant par le polissage des échantillons avant la mesure et je travaillais en équipe avec un technicien.

Une étude plus fondamentale menée en parallèle a consisté à modéliser la contribution de la porosité de la céramique aux pertes magnétiques en considérant que les défauts présentaient une structure quasi périodique. Des caractérisations comparées sur céramiques et sur monocristaux de ferrites de lithium ont permis de valider le modèle et de séparer dans l'étude des pertes

magnétiques, les composantes intrinsèques de celles liées à la forme céramique du matériau [A2].

Des dépôts de couches minces par pulvérisation à partir d'une cible céramique ont été réalisés dans le cadre d'un stage de DESS [A3]. Cette étude, importante dans sa démarche pour miniaturiser des dispositifs grâce à l'utilisation des couches minces au lieu d'échantillons massifs, n'avait cependant pas vocation à être développée dans le cadre de ce laboratoire.

A partir de 1986, la découverte des céramiques supraconductrices à des températures critiques supérieures à 90K suscita beaucoup d'enthousiasme et d'espoir chez un grand nombre de physiciens. Il était très tentant de se pencher sur les nouvelles perspectives d'applications qui semblaient s'offrir au croisement de mes deux principaux domaines de connaissance de l'époque : céramiques et matériaux supraconducteurs.

Après la première tentative fructueuse de dépôt de couches minces supraconductrices YBaCuO [A4], j'ai changé de laboratoire au sein du LCR, afin de me consacrer à l'étude de dispositifs utilisant ces "nouveaux" supraconducteurs.

Les études sur les ferrites sont actuellement poursuivies par Richard Lebourgeois, dans le même laboratoire.

### 5.1.2 Technologie et Dispositifs Supraconducteurs

La première application explorée fut la détection de champs magnétiques faibles, et j'ai été chargée de coordonner ce projet, en relation avec la Division Activités Sous-Marines (ASM) de Thomson Sintra à Brest.

Un procédé de fabrication de SQUID (Superconducting Quantum Interference Device) en YBaCuO massif fut défini et une série d'échantillons réalisés et testés. Il s'agissait d'obtenir une boucle de matériau supraconducteur, interrompue par deux jonctions. Les difficultés principales du procédé étaient d'une part d'isoler une boucle alors que la céramique en comportait une multitude, avec des "jonctions" à chaque joint de grain, d'autre part de réaliser des dépôts métalliques de manière à prendre des contacts de bonne qualité sur la céramique sans dégrader les propriétés supraconductrices.

Les performances mesurées étaient très encourageantes mais la technologie était améliorable. Ces résultats donnèrent lieu à un rapport confidentiel transmis à Thomson Sintra en juin 1988, en même temps qu'une série d'échantillons.

Nous avons ensuite étudié la possibilité de détecter des signaux à l'aide de couches minces de YBaCuO [A5]. Les trois gammes étudiées soit 1-40 GHz, 90-100 GHz et la fluorescence du laser HeNe, étaient déterminées par les sources dont nous disposions, mais c'est l'étendue spectrale globale explorée qui était significative du potentiel de ces matériaux. Il ressortait de

cette étude que les couches minces épitaxiées donnaient de meilleurs résultats que les couches polycristallines mais il restait à modéliser l'état mixte ou la présence de zones non supraconductrices dans l'échantillon, favorisées par l'onde incidente sur le matériau.

Enfin, une collaboration avec le Laboratoire des Microstructures et de Microélectronique (L2M) à Bagnex nous a permis de réaliser, par faisceau d'ions focalisé (FIB) dans des couches minces, des structures submicroniques en vue d'obtenir des caractéristiques non-linéaires. En réalité, en fonction de la qualité du matériau dans la microstructure (micropont), on pouvait obtenir, soit un courant critique plus élevé que dans la couche initiale ou au contraire, si on avait isolé "un joint de grain", l'absence totale de comportement supraconducteur [A6]. Cette technique de gravure très précise et peu agressive pour la partie utile du matériau est toujours utilisée pour réaliser des dispositifs.

Au moment où j'ai quitté le LCR, les études de dispositifs hyperfréquence utilisant des couches minces supraconductrices se poursuivaient, mais il était clair que comme pour toute technologie nouvelle, il faudrait des années avant de la rendre fiable et reproductible.

Ces études sont maintenant menées dans le cadre de l'Unité Mixte de Physique Thales-CNRS depuis 1998, sous la direction d'A. Friedrich.

## 5.2 Conception et caractérisation de dispositifs microondes

A l'Institut National des Télécommunications, j'ai entrepris une activité de conception et test de circuits intégrés hyperfréquence, dans des technologies uniplanaires. Bien que présentant beaucoup d'avantages sur la technologie microruban, l'uniplanaire était peu utilisé dans la conception de circuits car peu présente dans les logiciels de conception.

Dans le cadre de son stage de DEA et de sa thèse, financée par le CNET de Lannion, Mihaï Murgulescu a conçu différents types de coupleurs hybrides à des fréquences allant de 1 à 10 GHz, puis un amplificateur et un mélangeur monolithiques à 38 GHz pour des applications de communication intra-bâtiments. Il a pu les faire réaliser et les tester au CNET Lannion. L'amélioration par rapport à des structures existantes provenait d'un compromis entre la simplification technologique, qui permet de réduire les coûts de production, la réduction de la taille des circuits et l'amélioration de performances telles que la bande passante ou les pertes d'insertion.

Une première idée était d'exploiter la possibilité en technologie coplanaire de

réaliser un déphasage de  $180^\circ$  sur une large bande de fréquence par simple croisement des conducteurs, impossible en technologie microruban. Avec une structure de coupleur en anneau dont tous les accès sont coplanaires, il ne reste qu'à optimiser les paramètres géométriques pour obtenir une impédance proche de  $50\ \Omega$  et une dimension totale la plus faible possible, compte tenu de la fréquence de travail. Les résultats expérimentaux sont présentés dans [A7]. La bande passante obtenue, de l'ordre d'une octave, est plus grande que celle des dispositifs en microruban qui utilisent un tronçon  $\lambda/2$  pour produire le déphasage de  $180^\circ$ . Pour la même raison, le dispositif coplaire est plus compact.

Une seconde étape était de proposer une méthode générale de conception des coupleurs hybrides à  $180^\circ$  en technologie coplaire. Les formules analytiques simples sont données dans [A8] et la nécessité d'un compromis entre la miniaturisation et la bande passante est mise en évidence. Une réalisation expérimentale est également décrite.

Une implémentation originale d'un pont de Wheatstone en technologie uniplanaire a permis de réaliser un coupleur  $90^\circ$  à bande étroite autour de  $4\text{ GHz}$  [A9]. La méthode de conception est exposée, ainsi qu'une caractérisation expérimentale.

Enfin, une méthode de caractérisation expérimentale de la ligne à fente est suggérée [A10]. Il s'agit de connaître la constante diélectrique effective et l'impédance caractéristique d'une telle structure de propagation. Elles dépendent du substrat employé et de la distance entre les deux plans de masse de part et d'autre de la fente qui joue le rôle de guide d'onde planaire. La solution habituellement employée était le calcul électromagnétique. Le dispositif de test proposé est très simple, grâce à une transition ligne à fente/ligne coplaire et à une calibration adéquate.

Au fil de ses travaux, Mihaï Murgulescu a contribué à améliorer les bibliothèques de schémas équivalents de discontinuités uniplanaires utiles pour la conception de circuits intégrés.

Un banc de caractérisation quasi-optique de matériaux diélectriques a été monté dans le cadre d'une collaboration avec l'Observatoire de Paris en vue de choisir des matériaux pour fabriquer des lentilles ou des fenêtres pour la radioastronomie. Il s'agissait d'évaluer l'indice et les pertes diélectriques dans la gamme 110-170 GHz à partir de la mesure et de l'analyse de l'amplitude et de la phase du champ électromagnétique transmis par l'échantillon. Ce type de mesure ne nécessitait pas d'usinage particulier, contrairement aux mesures sur résonateurs diélectriques, dont la petite taille devient difficile à gérer en haute fréquence. En l'absence de structure résonante, la sensibilité de la mesure des pertes diélectriques dépend de l'épaisseur de l'échantillon. Les

améliorations possibles suggérées par les premières expériences se situaient aux niveaux de la configuration du montage expérimental en espace libre et du traitement du signal (filtrage des ondes stationnaires parasites).

# Conclusion, projet de recherche

Comme nous l'avons montré ici, l'holographie intracavité est un sujet très riche, dont nous n'avons pas encore exploré tout le potentiel. Notre modélisation s'affine néanmoins et nous permet de mieux décrire la réalité expérimentale. Un filtre rapidement accordable en longueur d'onde est en cours de conception et nous étudions actuellement l'holographie intracavité en milieu amplificateur, susceptible d'être appliquée à la réalisation de sources accordables ou de dispositifs de déflexion de faisceau, et l'enregistrement et la lecture d'images en configuration intracavité.

Suivant les résultats des travaux en cours, des applications à des dispositifs et d'éventuels transferts industriels pourraient émerger. Nous avons quelques espoirs dans ce sens à propos du filtre fréquentiel accordable en temps réel.

Nous avons étudié séparément plusieurs aspects qui pourraient être combinés avec profit. Ainsi, il sera important de prévoir la réponse d'un réseau intracavité dans un milieu à gain, à un faisceau gaussien et de définir le critère d'épaisseur dans un tel milieu pour savoir comment l'introduction de l'amplification modifie le régime de diffraction intracavité. Le filtrage actif est également envisageable, pour s'affranchir des problèmes de pertes d'insertion. Nous avons beaucoup étudié la lecture du réseau d'indice intracavité mais il serait intéressant d'examiner aussi le cas de l'écriture, et de voir si l'on peut utiliser la cavité pour faciliter l'inscription des hologrammes, sans perte d'information pendant le stockage.

Les relations avec le département d'Optique de l'ENST de Bretagne, le groupe d'Optique-Optoélectronique de l'INT et le département de Physique de l'ENIC faisant partie du Groupement des Ecoles de Télécommunications sont d'autant plus profitables que les diverses équipes sont complémentaires dans leur savoir-faire et le matériel dont elles disposent. Nous mettrons bien sûr à profit ces synergies dans nos futurs programmes de recherche. D'autre part, les collaborations avec le Laboratoire de Physique des Nanostructures à Marcoussis ou le Laboratoire de Spectrométrie Physique à Grenoble devraient nous permettre de tester des échantillons de type microcavités avec des puits



quantiques à l'intérieur. Nous définirons, sur la base de nos modélisations les paramètres d'un échantillon qui pourra être réalisé sur mesure.

Nous nous intéressons également aux dernières avancées dans le domaine des matériaux et, par exemple, aux cristaux photoniques, produits des nanotechnologies. Un réseau d'indice réalisé dans un miroir de Bragg seul ou dans une cavité, constitue un passionnant objet d'étude à la frontière entre l'holographie intracavité et les cristaux à bande interdite photonique. Nous avons l'intention de mettre en place ce projet dans un proche avenir. Enfin, les cristaux liquides dispersés dans un polymère peuvent aussi donner lieu à des études optiques de cristaux photoniques, dans le cadre d'une étroite collaboration avec des technologues. Nous bénéficierons pour cela du savoir-faire du département d'Optique de l'ENST de Bretagne sur la fabrication des cristaux liquides.

# Liste de Publications

## Thèse

[T] Caractérisation de jonctions SIS dans un récepteur hétérodyne à 33 GHz. *Thèse d'Ingénieur-Docteur* présentée à l'Université Scientifique et Médicale de Grenoble le 11 janvier 1985.

## Articles publiés dans des revues d'audience internationale avec comité de rédaction

[A1] "Recent results on SIS mixers at LETI and ENS with Nb/Ox/PbIn junctions". A. Régent, I. Zaquine, G. Matheron and J.C. Villégier (LETI, Grenoble) and J.C. Pernot, C. Letrou, D. Crété and P. Encrenaz (ENS Paris). *Physica 129B* :511-515, 1985.

[A2] "Separation of the different contributions to FMR linewidth of microwave ferrites up to 40GHz". I. Zaquine and M. Urban. *IEEE Transactions on Magnetism* 24, No 2 :1904, March 1988.

[A3] "Ferrite thin films for microwave applications". I. Zaquine, H. Benazizi and J.C. Mage. *Journal of Applied Physics* 64 (10) :5822, 15 Nov. 1988.

[A4] "Superconducting thin films of YBaCuO compound deposited on Si and Alumina substrates". P. Alnot, R. Cabanel, J. Chazelas, G. Creuzet, D. Dieumegard, J.P. Ganne, G. Garry, R. Kormann, J.C. Mage, J. Olivier and I. Zaquine (Thomson-CSF/LCR) and P. Beauvillain and C. Chappert (IEF Orsay). *Solid State Communications* 67 No 3 :275, 1988 .

[A5] "Microwave detection with high Tc superconducting Thin Films". I. Zaquine, J.C. Mage, B. Marcilhac and D. Dieumegard. *IEEE Transactions on Magnetism* 27, No 2 :2507, March 1991.

[A6] "High critical current density obtained by focused ion beam patterning of high temperature superconducting thin films". I. Zaquine (INT), G. Ben Assayag, J. Gierak (L2M-CNRS), B. Dessertenne, B. Marcilhac, M. Mer-

candalli and J.C. Mage (THOMSON-CSF-LCR). *Journal of Applied Physics* 72 (1) :270, 1 July 1992.

[A7] "New wideband,  $0,67 \lambda_g$  circumference  $180^\circ$  hybrid ring coupler". M.-H. Murgulescu, E. Moisan, P. Legaud, E. Penard and I. Zaquine. *Electronics Letters* 30 No 4 :299, 17th February 1994.

[A8] "Design formulas for generalised  $180^\circ$  hybrid ring coupler". M.-H. Murgulescu, E. Penard and I. Zaquine. *Electronics Letters* 30 No 7 :573, 31st March 1994.

[A9] "New small  $90^\circ$  hybrid coupler". M.-H. Murgulescu, P. Legaud, E. Penard and I. Zaquine *Electronics Letters* 30 No 16 :1289, 4th August 1994.

[A10] "De-Embedding Slotline Propagation Parameters". M.-H. Murgulescu, P. Legaud, E. Moisan, E. Penard and I. Zaquine. *Microwave and Guided Wave Letters* 4 No 12 :393, December 1994.

[A11] "Index gratings in semimagnetic semiconductors". C. Moussu, I. Zaquine, A. Maruani and R. Frey. *Journal of Crystal Growth* 184-185 (1-4) :701-705 1998.

[A12] "Carrier Diffusion in CdMnTe". C. Moussu, I. Zaquine, A. Maruani and R. Frey. *Physical Review B* 58, No 12 :7753-7760, 1998.

[A13] "Intracavity Bragg Grating". L. Menez, I. Zaquine, A. Maruani and R. Frey. *Journal of the Optical Society of America* 16, No 11 :1849-1855, Nov. 1999.

[A14] "Diffraction de réseaux d'indice en cavité de Fabry-Perot". L. Menez, I. Zaquine, A. Maruani and R. Frey. *Journal de Physique IV* 10 :251-252, 2000.

[A15] "Experimental Investigation of Intracavity Bragg Gratings". L. Menez, I. Zaquine, A. Maruani and R. Frey. *Optics Letters* 27, No7 :479-481, April 2002.

[A16] "Intracavity Refractive Index Bragg gratings in absorbing and amplifying media". L. Menez, I. Zaquine, A. Maruani and R. Frey. *Optics Communications* 204 :267-275, April 2002.

[A17] "Bragg thickness criterion for intracavity diffraction gratings". L. Menez, I. Zaquine, A. Maruani and R. Frey. *Journal of the Optical Society of America* 19, No 5 :965-972, May 2002.

[A18] "Etude expérimentale de la diffraction de Bragg Intracavité". L. Menez, I. Zaquine, A. Maruani and R. Frey. *Journal de Physique IV* 12 :297, Juin 2002.

[A19] "Filtrage fréquentiel par un dispositif à réseau intracavité inscrit sur cristaux liquides". D. Bitauld, C. Martins, I. Zaquine, A. Maruani, R. Frey, R. Chevallier et L. Dupond. Accepté fin 2003, A paraître dans *Journal de Physique IV*

## Communications

### Conférences internationales

[Ci1] "A hybrid, low-noise grounded coplanar amplifier". M.-H. Murgulescu, M. Brandon and I. Zaquine. *Microwaves and Optronics*, Sindelfingen, Germany, May 1993.

[Ci2] "New small size wideband 180° ring coupler : theory and experiments". Murgulescu M.H., Legaud P., Moisan E., Penard E, Goloubkoff M. and Zaquine I. *24th European Microwave Conference*, Cannes, France, September 1994.

[Ci3] "Role of Auger Recombination in the photodarkening process of semiconductor doped glasses". A. Vanhaudenarde-Péoc'h, C. Moussu, I. Zaquine and R. Frey. *Quantum Electronics and Laser Science 96*, Anaheim, USA, June 1996.

[Ci4] "Long-lived free carrier induced refractive index gratings in semimagnetic semiconductors". C. Moussu, I. Zaquine and R. Frey. *Quantum Electronics and Laser Science '97*, Baltimore, USA, May 1997.

[Ci5] "Index gratings in Semimagnetic Semiconductors". C. Moussu, I. Zaquine, A. Maruani, and R. Frey. *8th International Conference on II-VI Compounds*, Grenoble, France, September 1997.

[Ci6] "Population and Photorefractive-like Index Gratings in Semimagnetic Semiconductors". C. Moussu, I. Zaquine, A. Maruani and R. Frey. *Conference on Lasers and Electro-Optics 98*, San Francisco, USA, May 1998.

[Ci7] "Microsecond duration free carrier induced gratings in CdMnTe". C. Moussu, I. Zaquine, A. Maruani and R. Frey. *Conference on Lasers and Electro-Optics / Europe '98*, Glasgow, UK, September 1998.

[Ci8] "Diffraction efficiency of an index grating in a Fabry-Perot resonator". L. Menez, I. Zaquine, A. Maruani and R. Frey. *Conference on Lasers and Electro-Optics 99*, Baltimore, USA, May 1999.

[Ci9] "Diffraction properties of intracavity Bragg gratings". L. Menez, I. Zaquine, A. Maruani and R. Frey. *Conference on Lasers and Electro-Optics / Europe '00*, Nice, FRANCE, September 2000.

[Ci10] "Experimental investigation of intracavity Bragg diffraction". L. Menez, I. Zaquine, A. Maruani and R. Frey. *Conference on Lasers and Electro-Optics 01*, Baltimore, USA, May 2001.

[Ci11] "Refractive index Bragg gratings in amplifying Fabry-Perot cavities". L. Menez, I. Zaquine, A. Maruani and R. Frey. *Conference on Lasers and Electro-Optics 02*, Long Beach, USA, May 2002.

[Ci12] "Bragg Thickness criterion for intracavity Bragg gratings". L. Menez, I. Zaquine, A. Maruani and R. Frey. *Conference on Lasers and Electro-*

*Optics 02*, Long Beach, USA, May 2002.

[Ci13] "Intracavity Bragg diffraction of gaussian beams". L. Menez, I. Zaquine, A. Maruani and R. Frey. *Conference on Lasers and Electro-Optics 03*, Baltimore, USA, June 2003.

[Ci14] "Tunable optical filtering with an intracavity Bragg grating associated to a standard grating". D. Bitauld, C. Martins, I. Zaquine, A. Maruani, R. Frey, R. Chevallier and L. Dupont. *Conference on Lasers and Electro-Optics 04*, San Francisco, USA, May 2004.

## Conférences nationales

[Cn1] "Amplificateur en guide coplanaire avec plan de masse : élimination des modes parasites". M.H. Murgulescu, M. Brandon et I. Zaquine. *Journées Nationales Microondes*, Brest mai 1993

[Cn2] "Effet Auger et photonoircissement dans les verres dopés au semi-conducteur". C. Moussu, A. Vanhaudenarde-Péoc'h, I. Zaquine et R. Frey. *Colloque sur les Lasers et l'Optique Quantique 4*, Palaiseau novembre 1995

[Cn3] "Réseaux d'indices photoinduits dans les semiconducteurs semi-magnétiques". C. Moussu, I. Zaquine et R. Frey. *Colloque sur les Lasers et l'Optique Quantique 5*, Strasbourg, septembre 1997

[Cn4] "Diffraction de réseaux d'indice en cavité Fabry-Pérot". L. Menez, I. Zaquine, A. Maruani et R. Frey. *Colloque sur les Lasers et l'Optique Quantique 6*, Bordeaux, septembre 1999

[Cn5] "Etude expérimentale de la diffraction de Bragg intracavité". L. Menez, I. Zaquine, A. Maruani et R. Frey. *Colloque sur les Lasers et l'Optique Quantique 7*, Rennes, septembre 2001

[Cn6] "Réseaux de gain intracavité". L. Menez, I. Zaquine, A. Maruani et R. Frey. *Réunion annuelle du GDR "Matériaux et Fonctions de l'Optique Non Linéaire"*, octobre 2002

[Cn7] "Filtrage fréquentiel par un dispositif à réseau intracavité inscrit sur cristaux liquides". D. Bitauld, C. Martins, I. Zaquine, A. Maruani, R. Frey, R. Chevallier et L. Dupont. *Colloque sur les Lasers et l'Optique Quantique 8*, Toulouse, septembre 2003

[Cn8] "Filtrage fréquentiel par un dispositif acousto-optique associé à un réseau de diffraction". D. Bitauld, I. Zaquine, A. Maruani, R. Frey. soumis à *Journées Nationales d'Optique Guidée*, Paris, octobre 2004

## Rapports internes

[R1] "Mélange SIS : Méthodes de mesure et développement théorique". *Note technique* LETI/MEM N°1476, mai 1984.

[R2] "Matériaux ferrites pour utilisation large bande 1-40GHz". *Rapports trimestriels DRET* 1985.

[R3] "Ferrites pour hyperfréquences". *Rapport d'étude libre* 1988.

[R4] "SQUID à 77K". *Rapport interne* juin 1988.

[R5] "Application de la supraconductivité aux hyperfréquences et à la détection infra-rouge et millimétrique". *Rapport d'étude libre n°3137* 1989.

*Rapports d'activités* du département Images

*Rapports d'activités* du département Traitement du Signal et de l'Image

*Rapports contrats GET*, "FIBRO" : 1999, "HDI" : 2001, "FDRO" : 2003.

## Brevet

[B1] "Procédé de filtrage optique mono ou multi-fréquence rapidement accordable" R. Frey and L. Menez and I. Zaquine. Brevet français N°FR2823563 déposé par l'Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications (avril 2001).



# Encadrement

## Thèses

M. Murgulescu (octobre 92-mars 95) :  
" *Contributions à la conception des circuits microondes en technologie coplanaire*" soutenue le 20 mars 1995 (Paris VI)  
Directeur de thèse : G. Alquier  
Encadrement à 50% avec E. Pennard du CNET à Lannion.

C. Moussu (octobre 95-décembre 98) :  
" *Etude des propriétés holographiques des semi-conducteurs semi-magnétiques*"  
soutenue le 8 décembre 1998 (Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications)  
Directeur de thèse : R. Frey  
Encadrement à 25% avec R. Frey.

L. Menez (septembre 98- octobre 2001) :  
" *Holographie dynamique intracavité*" soutenue le 12 octobre 2001 (Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications)  
Directeur de thèse : R. Frey  
Encadrement à 50% avec R. Frey.

C. Martins (octobre 2001- décembre 2002) :  
" *Holographie intracavité en milieu amplificateur*" Thèse abandonnée.  
Directeur de thèse : R. Frey  
Encadrement à 50% avec R. Frey.

D. Bitauld (depuis novembre 2002) :  
" *Filtrage fréquentiel reconfigurable en temps réel pour les Télécommunications optiques*" Directeur de thèse : R. Frey  
Encadrement à 50% avec R. Frey.

A. Moreau (depuis octobre 2003) :  
" *Holographie intracavité en milieu amplificateur*" Directeur de thèse : R. Frey  
Encadrement à 50% avec R. Frey.



## Stages

### DEA

- M. Murgulescu, Microondes et Optoélectronique (Paris VI), 1992  
*"Réalisation d'un amplificateur faible bruit en guide coplanaire à 12 GHz"*
- A. Ouchaou, Systèmes de communications (Marne la Vallée), 1995  
*"Système quasi-optique de caractérisation de matériaux dans la bande 110-170 GHz"*
- S. Haddad, Lasers et Matière (Paris XI), 1996  
*"Holographie dynamique dans les semiconducteurs semimagnétiques"*
- A. Cassinelli, Lasers et Matière (Paris XI), 1996  
*"Nouveaux matériaux pour le traitement optique de l'information : Propriétés optiques du  $Cd_{1-x}Mn_xTe$ "*
- L. Menez, Lasers et Matière (Paris XI), 1998  
*"Holographie dynamique intracavité"*
- J. Plouin, Lasers et Matière (Paris XI), 2000  
*"Holographie dynamique intracavité"*
- A. Moreau, Sciences et Technologies des Télécommunications (Lannion), 2003  
*"Holographie dynamique intracavité en milieu amplificateur"*

### Ecole Polytechnique

- N. Pingault et L. Marie, (1997) : *"Holographie dynamique dans les semi-conducteurs semi-magnétiques"*
- S. Gareau, (1998) *"Holographie dynamique : Théorie et Applications"*
- D. Cortes, (2000) *"Holographie dynamique intracavité"*
- B. Rapior, (2002) *"Réalisation d'une double source accordable picoseconde"*

### Ecole Supérieure d'Optique

- F. Marquier, (2000) *"Mesure des vibrations d'un gong par holographie dynamique"*
- E. Minoux, (2001) *"Générateurs et amplificateurs paramétriques optiques"*
- D. Laval, (2003) *"Images dans un réseau de Bragg intracavité"*
- J.M. Melkonian, (2003) *"Inscription optique de réseaux dans un cristal liquide intracavité"*
- V. Leng, (2004) *"Holographie dynamique intracavité en milieu amplificateur"*

- E. Harel, (2004) "*Images en holographie intracavité*"  
 V. Aubert, (2004) "*Mélange à deux ondes en intracavité*"  
 A. Cauchon, (2004) "*Filtrage fréquentiel reconfigurable*"

## Autres formations

- M. Brandon, ENIC (1992) "*Etude d'un amplificateur faible bruit en guide coplanaire à 12 GHz*"  
 I. Mansart, Maîtrise Physique et Applications (avril-juin 1994) "*Système quasi-optique de caractérisation de matériaux dans la bande 110-170 GHz*"  
 D. Tournier, Magistère de Physique (1999) : "*Holographie dynamique intracavité*"  
 L. Melado, BTS de Mesures Physiques (1997) "*Optimisation d'une expérience de travaux pratiques : amplification optique*"



# Enseignement

*Telecom Paris*

## Enseignement direct

### **Elèves-Ingénieurs de première année**

PHYSIQUE DES SEMICONDUCTEURS (depuis 1996)

*Travaux dirigés* (10 heures) : Etude du puits de potentiel  
Modèle de Krönig Penney  
Etude de puits de potentiel couplés  
Eléments de Physique statistique  
La jonction PN

*Travaux pratiques* (9 heures) : Jonction PN

OPTIQUE (depuis 1999)

*Travaux pratiques* (9 heures) : Interféromètre de Michelson  
Spectrométrie par transformée de Fourier  
Diffraction

Projets découverte :

LA COULEUR (depuis 1999)

*Encadrement d'un groupe de 6 élèves sur un sujet pluridisciplinaire faisant intervenir plusieurs enseignants de départements différents* (1 semaine à temps plein)

### **Elèves-Ingénieurs de deuxième et troisième année**

Eléments de Physique Moderne : (de 1998 à 2002)

PHYSIQUE STATISTIQUE

---

*Matériaux et dispositifs pour le traitement optique du signal*

*Cours magistraux* (6 heures)    Ensemble canonique  
    Applications de l'ensemble canonique  
    Ensemble grand-canonique  
    Statistiques de Fermi-Dirac et de Bose-Einstein

#### OPTIQUE NON LINÉAIRE

*Travaux pratiques* (12 heures) : Doublement de fréquence  
    Mélange à 2 ondes et à 4 ondes  
    dans des cristaux photoréfractifs.

#### Interactions non linéaires pour le traitement de l'information : (depuis 2001)

##### OPTIQUE NON LINÉAIRE

*Cours magistraux* (1,5 heures) : Effet photoréfractif  
*Projets expérimentaux* (18 heures)  
 Ex : double conjugaison de phase dans un cristal photoréfractif

#### Traitement quantique de l'information du futur :(depuis 2001)

##### PHYSIQUE QUANTIQUE

*Cours magistraux* (12 heures) : Puits, boîtes quantiques  
    Oscillateur harmonique  
    Etats Cohérents  
    Atome d'hydrogène  
    Méthodes d'approximation  
    Perturbation dépendant du temps

#### Projets bibliographiques

##### OPTIQUE NON LINÉAIRE

*Encadrement* (45 heures)  
 Ex : Quasi-accord de phase ; Applications en télécommunications

### Coordination

Interactions non-linéaires pour le Traitement de l'Information : 45 heures,  
 5 enseignants  
 Projet COULEUR : 175 heures, 5 enseignants

## Rédaction de documents

Polycopiés de Travaux Expérimentaux en Optique non linéaire (24 pages)  
et sur la mise en évidence de l'effet Zeeman à l'aide d'un Fabry-Perot (20  
pages).

# Institut National des Télécommunications (1991-1995)

## Enseignement direct

### **Elèves-Ingénieurs de première année**

CIRCUITS À CONSTANTES RÉPARTIES. LIGNES DE TRANSMISSION  
*Cours intégrés, petites classes, travaux pratiques* (25 heures environ)

ELECTROMAGNÉTISME ET ONDES GUIDÉES

*Bureaux d'études, petites classes, travaux pratiques* (25 à 30 heures)

ANTENNES ET RAYONNEMENT

*Cours intégrés, petites classes* (9 heures)

MICROPROJET D'ÉLECTRONIQUE (PE10)

*Encadrement de 2 binômes* (24 heures)

MÉMOIRE D'APPLICATION ET/OU RÉALISATION DE FONCTIONS MICROONDES  
SIMPLES

10 sujets (12 heures)

### **Elèves-Ingénieurs de deuxième année**

PROPAGATION DES ONDES/ LIGNES DE TRANSMISSION

*Petites classes, travaux pratiques* (20 heures environ)

PROPAGATION DES ONDES/ ANTENNES ET GUIDES D'ONDES

*Bureaux d'études, petites classes, travaux pratiques* (25 à 30 heures)

ONDES ET MATIÈRE

*Cours magistraux, petites classes et bureau d'études* (20 heures)

### **Elèves-Ingénieurs de troisième année - Option Microondes et Optoélectronique**

COMPOSANTS SEMICONDUCTEURS HYPERFRÉQUENCES

*Cours magistraux* (11 heures)

DISPOSITIFS À FERRITES

*Conférence* (1,5 heure)

Projet d'Étude ou de Recherche à l'INT

*Encadrement* (100 heures)

Stage en entreprise

*Conseiller d'études* : 4 mois

**DEA "Systèmes de Communications" de l'Université de Marne La Vallée**

PHYSIQUE DES SEMICONDUCTEURS III-V ET COMPOSANTS (7,5 heures).

### Coordination

**Elèves-Ingénieurs de deuxième année - Optionnel**

Ondes et Matière (30 heures)

**Elèves-Ingénieurs de troisième année - Option Microondes et Optoélectronique**

Composants semiconducteurs (24,5 heures)

MMIC (15 heures)

### Rédaction de documents

Polycopié INT "Composants hyperfréquences" - 120 pages





## Annexe : Sélection de publications

[A11] "Index gratings in semimagnetic semiconductors". C. Moussu, I. Zaquine, A. Maruani and R. Frey. *Journal of Crystal Growth* 184-185 (1-4) :701-705 1998.

[A12] "Carrier Diffusion in CdMnTe". C. Moussu, I. Zaquine, A. Maruani and R. Frey. *Physical Review B* 58, No 12 :7753-7760, 1998.

[A13] "Intracavity Bragg Grating". L. Menez, I. Zaquine, A. Maruani and R. Frey. *Journal of the Optical Society of America* 16, No 11 :1849-1855, Nov. 1999.

[A14] "Diffraction de réseaux d'indice en cavité de Fabry-Perot". L. Menez, I. Zaquine, A. Maruani and R. Frey. *Journal de Physique IV* 10 :251-252, 2000.

[A15] "Experimental Investigation of Intracavity Bragg Gratings". L. Menez, I. Zaquine, A. Maruani and R. Frey. *Optics Letters* 27, No7 :479-481, April 2002.

[A16] "Intracavity Refractive Index Bragg gratings in absorbing and amplifying media". L. Menez, I. Zaquine, A. Maruani and R. Frey. *Optics Communications* 204 :267-275, April 2002.

[A17] "Bragg thickness criterion for intracavity diffraction gratings". L. Menez, I. Zaquine, A. Maruani and R. Frey. *Journal of the Optical Society of America* 19, No 5 :965-972, May 2002.

[A18] "Etude expérimentale de la diffraction de Bragg Intracavité". L. Menez, I. Zaquine, A. Maruani and R. Frey. *Journal de Physique IV* 12 :297, Juin 2002.

[Ci13] "Tunable optical filtering with an intracavity Bragg grating associated to a standard grating". D. Bitauld, C. Martins, I. Zaquine, A. Maruani, R. Frey, R. Chevallier and L. Dupont. *Conference on Lasers and Electro-Optics 04*, San Francisco, USA, May 2004.



# Bibliographie

- [And86] D.Z. Anderson. Coherent optical eigenstate memory. *Optics Letters*, 11 :56–58, 1986.
- [And87] D.Z. Anderson et R. Saxena. Theory of multimode operation of an unidirectional ring oscillator having photorefractive gain : weak field limit. *J. Opt. Soc. Amer. B*, 4 :164–176, 1987.
- [And03] Régis André, Le Si Dang, M. Richard, et R. Romestain. Vers le laser à polariton : apport des microcavités semiconductrices à puits quantiques cdte. In *COLOQ8*, Toulouse, France, Septembre 2003.
- [Bit03] D. Bitauld, C. Martins, I. Zaquine, A. Maruani, R. Frey, R. Chevalier, et L. Dupont. Filtrage fréquentiel par un dispositif à réseau intracavité inscrit sur cristaux liquides. In *COLOQ 8*, page 99, Toulouse France, Septembre 2003.
- [Bit04] David Bitauld, Isabelle Zaquine, Alain Maruani, et Robert Frey. Filtrage fréquentiel optique par un dispositif acousto-optique associé à un réseau de diffraction. In *Journées Nationales d’Optique Guidée*, Paris, France, octobre 2004.
- [Bou00] J. Bourderionnet, N. Huot, A. brignon, et J.P. Huignard. Intracavity spatial mode control of a diode pumped Nd :YAG laser with an hologram. In *CLEO Europe*, Nice, France, September 2000.
- [Boy03] Robert W. Boyd, editor. *Nonlinear Optics*. Academic Press, 2003.
- [Can00] John Canning. Photosensitization and photostabilization of laser-induced index changes in optical fibers. *Optical Fiber Technology*, 6 :275–289, 2000.
- [Che93] S. Cheung, F. Jain, R. Sacks, D. Cullen, G. Ball, et T. Grudkowski. High contrast Fabry-Perot optical modulator using quantum confined Stark effect tuning in inGaAs-GaAs multiple quantum well cavity. *Applied Physics Letters*, 63 :296–298, 1993.
- [Col89] S.A. Collins et H.J. Caulfield. Optical holographic interconnects : categorization and potential efficient passive resonated holograms. *JOSA A*, 6 :1568–1577, 1989.

- [Col95] J.H. Collet, R. Buhleier, et J.O. White. Enhanced diffraction of light in GaAs microcavities. *JOSA B*, 12(12) :2439–2444, December 1995.
- [Dai97] Foster Dai et Claire Gu. Statistical analysis on extended reference method for volume holographic data storage. *Optical Engineering*, 36(6) :1691–1699, June 1997.
- [Dan95a] O. Daniel, A. Stelmach, J.M.C-Jonathan, et G. Roosen. Whole-beam method analysis of photorefractive effect in correlators. *Optics Communications*, 113 :559–567, 1995.
- [Dan95b] Olivier Daniel. *Effet photoréfractif pour la reconnaissance des formes : modélisation et optimisation*. Thèse de doctorat, Université de Paris Sud, Centre d’Orsay, Novembre 1995.
- [Del97] Ph. Delaye, L.A. de Montmorillon, I. Biaggio, J.C. Launay, et G. Roosen. Wavelength dependant effective trap density in cdte : evidence for the presence of two photorefractive species. *Optics Communications*, 134 :580–590, 1997.
- [Die98] Tomasz Dietl. Confinement effects in semimagnetic semiconductors. *Journal of Crystal Growth*, 184/185 :890–897, February 1998.
- [Dua03] Francisco J. Duarte. *Tunable laser optics*, chapter 7, pages 136–142. Elsevier, Academic Press, 2003.
- [Dup03] Laurent Dupont. Les cristaux liquides et leurs applications aux technologies de l’information et de la communication. Habilitation à diriger des recherches, Université de Bretagne Sud, Juin 2003.
- [Dzu93] Kenneth M. Dzurko, Amos Hardy, Donald R. Scifres, David F. Welch, et Robert J. Lang. Distributed Bragg reflector ring oscillators : a large aperture source of high single-mode optical power. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 29(6) :1895–1905, June 1993.
- [Eas93a] R.W. Eason et A. Miller, editors. *Nonlinear Optics in Signal Processing*, chapter 1, pages 1–17. Chapman and Hall, 1993.
- [Eas93b] R.W. Eason et A. Miller, editors. *Nonlinear Optics in Signal Processing*, chapter 2, pages 18–65. Chapman and Hall, 1993.
- [Eas93c] R.W. Eason et A. Miller, editors. *Nonlinear Optics in Signal Processing*, chapter 3, pages 66–99. Chapman and Hall, 1993.
- [Fre01] R. Frey, L. Menez, et I. Zaquine. Procédé de filtrage optique mono ou multi-fréquence rapidement accordable. brevet FR2823563, Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications, Avril 2001.

- [Fre02] Robert Frey. Holographie dynamique intracavité pour le routage en télécommunications optiques. Projet sur crédits incitatifs get, Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications et Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications de Bretagne, 2002.
- [Gay82] T.K. Gaylord et M.G. Moharam. Planar dielectric grating diffraction theory. *Applied Physics B*, 28 :1–14, 1982.
- [Gir64] F. Gires et P. Tournoi. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, 258 :6112, 1964.
- [God03] Antoine Godard. *Stabilisation d'une diode laser accordable par filtrage auto-organisable*. Thèse de doctorat, Université de Paris Sud, UFR scientifique d'Orsay, Juillet 2003.
- [Gra97] R. Grac, M. Pugno, J.H. Collet, B. Lambert, C. De Matos, H. L'Haridon, A. Le Corre, et J.O. White. Photodiffraction in InGaAs/InGaAsP multiple quantum wells enclosed in a microcavity. *Superlattices and Microstructures*, 22(4) :505–509, 1997.
- [Gu03] Claire Gu, Yuan Xu, Yisi Liu, J.J. Pan, Fengqing Zhou, et Henry He. Applications of photorefractive materials in information storage, processing and communication. *Optical Materials*, 23 :219–227, 2003.
- [Ham97] Abdulatif Y. Hamad et James P. Wicksted. Volume grating produced by intersecting gaussian beams in an absorbing medium : a bragg diffraction model. *Optics Communications*, 138 :354–364, June 1997.
- [HB94] Serge Hugonnard-Bruyère. *Effet Faraday photo-induit dans les semi-conducteurs semi-magnétiques*. Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique, Juillet 1994.
- [He92] Q. Byron He, P. Yeh, et C. Gu. Analysis of photorefractive Fabry-Perot étalons : a novel device. *Optics Letters*, 17 :664–666, 1992.
- [He94] Q.B. He, H.K. Liu, et P. Yeh. Asymmetric photorefractive Fabry-Perot étalons. *Applied Physics B*, 59 :467–470, 1994.
- [Hei01] W. Heiss, T. Schwarzl, J. Roither, G. Springholz, M. Aigle, H. Pascher, K. Biermann, et K. Reimann. Epitaxial bragg mirrors for the mid-infrared and their applications. *Progress in Quantum Electronics*, 25 :193–228, 2001.
- [Hsu01] Ken Y. Hsu et Shiuan Huei Lin. Holographic memories for optical interconnections. In *CLEO 2001*, Pacific Rim, USA, July 2001.
- [Joi03] Michel Joindot. State of the art and future of wdm transmission. *Annales des télécommunications*, 58(11/12) :1725–1756, Nov/déc 2003.

- [Kho91] I.C. Khoo, R.G. Lindquist, R.R. Michael, R.J. Mansfield, et P. Lo-Presti. Dynamics of picosecond laser-induced density, temperature and flow-orientation effects in the mesophases of liquid crystals. *Journal of Applied Physics*, 69 :3853–3859, 1991.
- [Kli97] C.F. Klingshirn. *Semiconductor Optics*. Springer, 1997.
- [Kog69] H. Kogelnik. Coupled wave theory for thick hologram gratings. *The Bell System Technical Journal*, 48(9) :2909–2947, November 1969.
- [Kra90] John Krawczak, Richard Dean, E. James Torok, et Gary Nelson. Diffraction efficiency gain, blazing, and apodizing of a symmetric square reflection grating in an étalon. *Optics Letters*, 15 :1264–1266, 1990.
- [Kuo90] C.P. Kuo, T. Aye, D.G. Pelka, J. Jannson, et T. Jannson. Tunable holographic Fabry-Perot étalon fabricated from poor-quality glass substrates. *Optics Letters*, 15 :351–353, 1990.
- [Kwo94] K.M. Kwolek, M.R. Melloch, et D.D. Nolte. Dynamic holography in a reflection/transmission photorefractive quantum-well asymmetric Fabry-Perot. *Applied Physics Letters*, 65(4) :385–387, July 1994.
- [Kwo95] K.M. Kwolek, M.R. Melloch, et D.D. Nolte. Photorefractive asymmetric Fabry-Perot quantum wells : Transverse-field geometry. *Applied Physics Letters*, 67(6) :736–738, August 1995.
- [Lab97] Laurent Labrunie, Gilles Pauliat, Jean-Claude Launay, Steffen Leidenbach, et Gerald Roosen. Real-time double exposure holographic phase shifting interferometer using a photorefractive crystal. *Optics Communications*, 140(4) :119–127, July 1997.
- [Lan98] Robert J. Lang, Ken Dzurko, Amos A. Hardy, Scott Demars, Alexander Schoenfelder, et David F. Welch. Theory of grating-confined broad-area lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 34(11) :2196–2210, November 1998.
- [Lev00a] R. Levy et J.M. Jonathan, editors. *L'optique non linéaire et ses matériaux*, chapter 9, pages 351–389. EDP Sciences, 2000.
- [Lev00b] R. Levy et J.M. Jonathan, editors. *L'optique non linéaire et ses matériaux*, chapter 7, pages 235–332. EDP Sciences, 2000.
- [Lev00c] R. Levy et J.M. Jonathan, editors. *L'optique non linéaire et ses matériaux*, chapter 1, pages 3–72. EDP Sciences, 2000.
- [Lev00d] R. Levy et J.M. Jonathan, editors. *L'optique non linéaire et ses matériaux*, chapter 2, pages 73–88. EDP Sciences, 2000.

- [Li94] Hsin-Yu Sidney Li et Demetri Psaltis. Three-dimensional holographic disks. *Applied Optics*, 33(17) :3764–3774, June 1994.
- [Lin92] Freddie Lin, Hung Chou, Eva Strzelecki, et Jeffrey B. Shellan. Multiplexed holographic Fabry-Perot étalons. *Applied Optics*, 31 :2478–2484, 1992.
- [Liu03] Yan Jun Liu, Bin Zhang, Yu Jia, et Ke Shu Xu. Improvement of the diffraction properties in holographic polymer dispersed liquid crystal Bragg gratings. *Optics Communications*, 218 :27–32, 2003.
- [Mae02] Sébastien Maerten, Nicolas Dubreuil, G. Pauliat, G. Roosen, Daniel Rytz, et Thierry Salva. Laser diode made single-mode by a self adaptive photorefractive filter. *Optics Communications*, 208 :183–189, 2002.
- [Mag95] L. Mager, G. Pauliat, M.H. Garrett, D. Rytz, et G. Roosen. Photorefractive BaTiO<sub>3</sub> : an efficient material for laser wavefront correction. *Optical Materials*, 4 :381–385, 1995.
- [Mal90] S. Mallick. Effets d'épaisseur dans les réseaux. *Ecole d'été d'Optoélectronique*, pages 95–111, Juin 1990.
- [Mar02] C. Martins, I. Zaquine, A. Maruani, et R. Frey. Réseaux de gain intracavité. In *Réunion Annuelle du GRD "Matériaux et Fonctions de l'Optique Non Linéaire"*, number affiche 7, Aber Vrac'h France, octobre 2002.
- [Mat99] C. De Matos, H. L'Haridon, A. Le Corre, R. Lever, J.C. Keromnes, G. Ropars, C. Vaudry, B. Lambert, et M. Pugnet. Epitaxial lift-off microcavities for 1.55  $\mu\text{m}$  quantum well spatial light modulators. *IEEE Photonics Technology Letters*, 11(1) :57, January 1999.
- [McM89] Donald H. McMahon, William A. Dyes, et William C. Robinson. Novel bulk optic multichannel resonator device for close packed wavelength multiplexing. *Applied Optics*, 28 :2529–2537, 1989.
- [Mei01] Laurent Meilhac, Nicolas Dubreuil, Gilles Pauliat, et Gerald Roosen. Modeling of laser mode self-adapted filtering by photorefractive Fabry-Perot interferometers. *Optical Materials*, 18(1) :37–40, October 2001.
- [Men99] L. Menez, I. Zaquine, A. maruani, et R. Frey. Intracavity Bragg grating. *JOSA B*, 16(11) :1849–1855, November 1999.
- [Men01] Ludivine Menez. *Etude Theorique et Experimentale de l'holographie Intracavite*. Thèse de doctorat, École Nationale Supérieure des Télécommunications, ENST01E00, Octobre 2001.



- [Men02a] L. Menez, I. Zaguine, A. Maruani, et R. Frey. Bragg thickness criterion for intracavity diffraction gratings. *JOSA B*, 19(5) :965–972, May 2002.
- [Men02b] L. Menez, I. Zaguine, A. Maruani, et R. Frey. Experimental investigation of intracavity Bragg gratings. *Optics Letters*, 27(7) :479–481, April 2002.
- [Men02c] L. Menez, I. Zaguine, A. Maruani, et R. Frey. Intracavity refractive index Bragg gratings in absorbing and amplifying media. *Optics Communications*, 204 :267–275, April 2002.
- [Mou98a] C. Moussu, I. Zaguine, A. Maruani, et R. Frey. Index Gratings in Semimagnetic Semiconductors. *Journal of Crystal Growth*, 184/185 :701–705, February 1998.
- [Mou98b] C. Moussu, I. Zaguine, A. Maruani, et R. Frey. Population and Photorefractive-like Index Gratings in Semimagnetic Semiconductors. In *CLEO 98*, San Francisco USA, 1998.
- [Mou98c] Carole Moussu. *Etude des propriétés holographiques des semi-conducteurs semi-magnétiques*. Thèse de doctorat, École Nationale Supérieure des Télécommunications, ENST 98E021, Décembre 1998.
- [Nol95] D.D. Nolte et K.M. Kwolek. Diffraction from a short-cavity fabry-pérot : application to photorefractive quantum wells. *Optics Communications*, 115 :606–616, 1995.
- [Nol01] David D. Nolte, Karrin M. Kwolek, Chet Lenox, et Ben Streetman. Dynamic holography in a broad-area optically pumped vertical GaAs microcavity. *JOSA B*, 18(3) :257–263, March 2001.
- [Ohn99] Hideo Ohno. Properties of ferromagnetic iii-v semiconductors. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 200 :110–129, 1999.
- [Oth99a] Andreas Othonos et Kyriacos Kalli. *Fiber Bragg gratings*, chapter 3, page 104. Artech House, 1999.
- [Oth99b] Andreas Othonos et Kyriacos Kalli. *Fiber Bragg gratings*. Artech House, 1999.
- [Pau89] G. Pauliat, M. Ingold, et P.Günter. Analysis of the build up of oscillations in self-induced photorefractive light resonators. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 25 :201–207, February 1989.
- [Pau00] Gilles Pauliat. Du matériau photoréfractif au traitement de l'information par holographie dynamique. Habilitation à diriger des recherches, Université de Paris Sud, Janvier 2000.

- [Pen99] P. La Penna, A. Di Virgilio, M. Fiorentino, A. Porzio, et S. Solimeno. Transmittivity profile of high finesse plane parallel fabry-perot cavities illuminated by gaussian beams. *Optics Communications*, 162 :267–279, April 1999.
- [Péo95] Armelle Vanhauenderde Péoc'h. *L'effet mémoire dans les verres dopés au semi-conducteur : Rôle du champ statique photo-induit dans le processus de photo-noircissement*. Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications, Novembre 1995.
- [Psa85] D. Psaltis et N. Farhat. Optical information processing based on an associative-memory model of neural nets with thresholding and feedback. *Optics Letters*, 10 :98–100, 1985.
- [Ram35] C.V. Raman et N.S.N. Nath. *Proc. Indian Acad. Sci.*, A2 :406–420, 1935.
- [Ram96] H. Ramenah, P. Bertrand, E.H. Soubari, et P. Meyrueis. Quasi-fourier transform hologram format for data storage. *Optics and Laser Technology*, 28(8) :589–592, 1996.
- [Ras93] Kasra Rastani. Storage capacity and crosstalk in angularly multiplexed holograms : two case studies. *Applied Optics*, 32(20) :3772–3778, July 1993.
- [Roo03] G. Roosen, Antoine Godard, Sébastien Maerten, Vincent Reboud, Nicolas Dubreuil, et G. Pauliat. Self-organization of laser cavities using dynamic holograms. *Optical Materials*, 23 :289–293, 2003.
- [Sad98] Dan Sadot et Efraim Bolmovich. Tunable optical filters for dense wdm networks. *IEEE Communications Magazine*, pages 50–55, December 1998.
- [Sha02] J. Shamir et Kelvin Wagner. Generalized Bragg selectivity in volume holography. *Applied Optics*, 41 :6773–6785, 2002.
- [She84] Y.R. Shen. *The principles of Nonlinear Optics*. Wiley, 1984.
- [She96] R. Shechter, Y. Amitai, A.A. Friesem, et S. Reinhorn. Planar holographic configuration for efficient imaging. *Optics Communications*, 132 :221–226, 1996.
- [Sin02] A. Sinha et G. Barbastathis. Resonant holography. *Optics Letters*, 27 :385–387, 2002.
- [Sin03] Arnab Sinha et George Barbastathis. Resonant holography. *Information Sciences*, 149 :13–19, 2003.
- [Tia04] Kehan Tian et G. Barbastathis. Crosstalk in resonant holographic memories. *JOSA A*, 21 :751–756, 2004.

- [Tri98] Jean-Louis Tribillon. *Traitement optique de l'information et reconnaissance des formes par voie optique*. Teknea, 1998.
- [Vic01] Stéphane Victori. *Etude de l'affinement spectral d'un oscillateur paramétrique optique OPO en régime nanoseconde par insertion d'un cristal photoréfractif. Modélisation des OPO monomodes*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie, Paris VI, Septembre 2001.
- [Vic03] L. Vicari, editor. *Optical Applications of liquid crystals*. IOP, 2003.
- [Wan94] Weijian Wang. Reflection and transmission properties of holographic mirrors and holographic Fabry-Perot filters. *Applied Optics*, 33 :2560–2573, 1994.
- [Wil04] William L. Wilson. Towards the commercial realization of high performance holographic data storage. In *CLEO 2004*, San Francisco, USA, May 2004.
- [Yan89] Ran-Hong Yan, Robert J. Simes, et Larry A. Coldren. Analysis and design of surface-normal Fabry-Perot electrooptic modulators. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 25 :2272–2280, 1989.
- [Yar97] Ammon Yariv. *Optical Electronics in Modern Communications*. Oxford University Press, 1997.
- [Zay99] John Zayhowski. Microchip lasers. *Optical Materials*, 11 :255–267, January 1999.
- [Zer99] A. Zerrai, M. Dammak, G. Marrakchi, G. Brémond, R. Triboulet, et Y. Marfaing. Investigation of deep levels in vanadium-doped cdte and cdznte. *Journal of Crystal Growth*, 197 :729–732, February 1999.