

PER

Z-13719

CON

RECUEIL DES COMMUNICATIONS

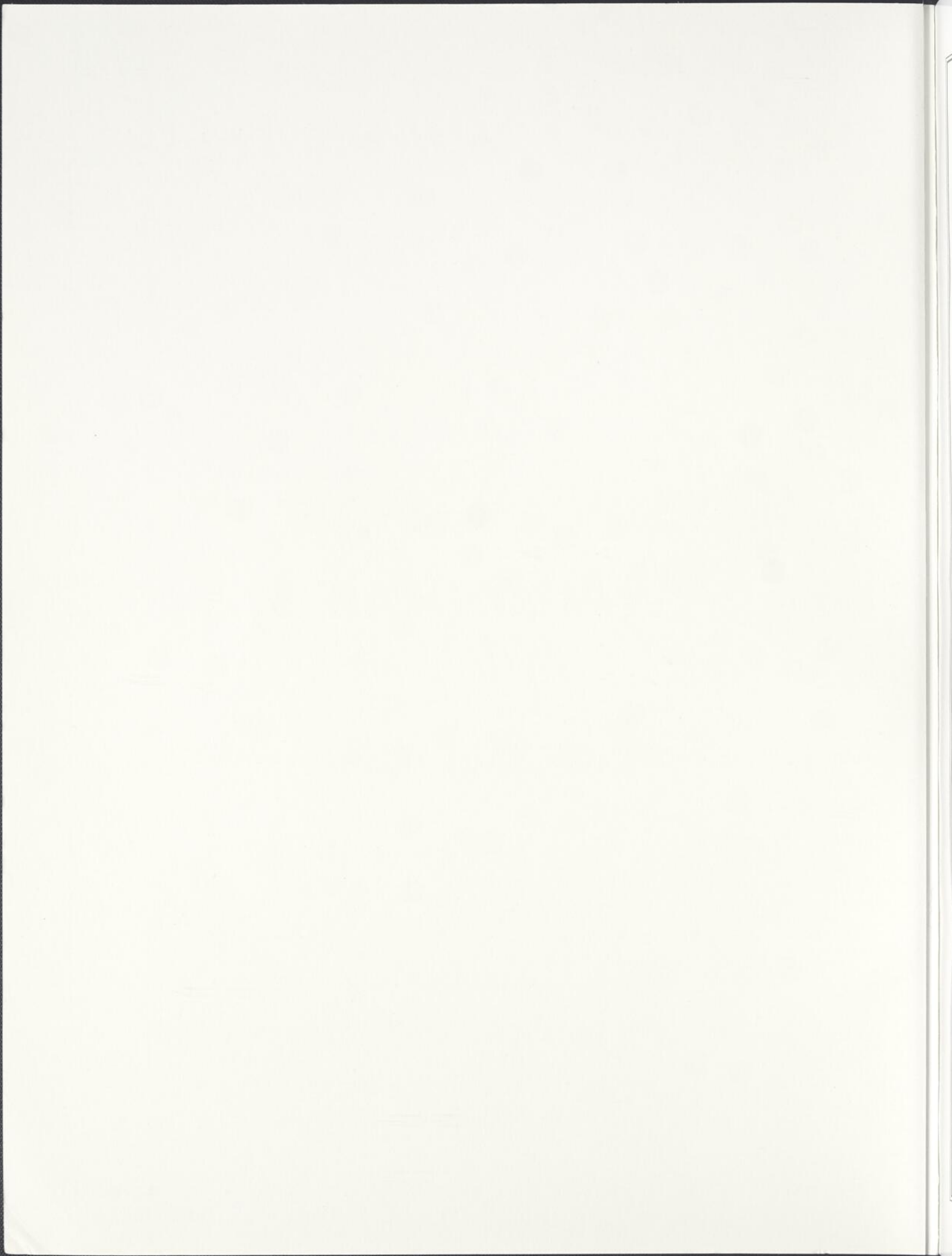
COLLOQUE

OPTIQUE GUIDÉE ET PHOTONIQUE 3

18 ET 19 MAI 1994

62^e CONGRÈS DE L'ACFAS

Association Canadienne-Française
pour l'Avancement de Sciences



RECUEIL DES COMMUNICATIONS

COLLOQUE

OPTIQUE GUIDÉE ET PHOTONIQUE 3

18 ET 19 MAI 1994

62^e CONGRÈS DE L'ACFAS

Association Canadienne-Française
pour l'Avancement de Sciences

ACFAS

425, rue De La Gauchetière Est
Montréal, Qc, Canada, H2L 2M7
Téléphone: (514) 849-0045
Télécopieur: (514) 849-5558

COMITÉ SCIENTIFIQUE

François Bilodeau

CRC, Ottawa

Suzanne Lacroix

École Polytechnique de Montréal

Alain Villeneuve

Université Laval, Québec

ORGANISATEURS DU COLLOQUE

Suzanne Lacroix

et

Denis Ricard

École Polytechnique de Montréal
Département de génie physique

Case Postale 6079, Succ. Centre-Ville

Montréal, Qc, Canada, H3C 3A7

Télécopieur: (514) 340-3218

Téléphone: (514) 340-4124

SOUTIEN FINANCIER

Gouvernement du Québec

Ministère de l'Industrie, du commerce,
de la science et de la technologie

École Polytechnique de Montréal
et le
Département de génie physique



ÉCOLE
POLYTECHNIQUE
MONTREAL

Le
génie
sans frontières

TABLE DES MATIÈRES

Adresses des participants	ix
---------------------------	----

Session 1 Président: **Jacques BURES**

Jean-Pierre GOURE, Gérard BRUN et Isabelle VERRIER <i>Laboratoire du Traitement du Signal et Instrumentation, Saint-Étienne, FRANCE.</i> Mesure de différence de délais de groupe entre modes d'une fibre optique faiblement multimodale par holographie temporelle.	1
André DELAGE <i>CNRC, Institut des Sciences des Microstructures, Ottawa, ONTARIO.</i> Modélisation par ordinateur des propriétés optiques des circuits optoélectroniques.	13

Session 2 Président: **François BILODEAU**

Christian LERMINIAUX <i>Corning Europe, Avon, FRANCE.</i> Composants d'optique intégrée réalisés par échange ionique.	25
François GONTHIER <i>Alcatel Canstar, Markham, ONTARIO.</i> Coupleurs en étoile tout fibre insensibles en longueur d'onde.	29
François SÉGUIN <i>Compagnie Marconi Canada, Montréal, QUÉBEC.</i> Capteurs d'optique intégrée.	33

Session 3 Président: **Richard NORMANDIN**

Daniel B. OSTROWSKY <i>Laboratoire de Physique de la Matière Condensée, Nice, FRANCE.</i> Génération paramétrique avec Quasi-Accord-de-Phase (QAP) en optique intégrée.	45
Luc THÉVENAZ, Marc NIKLÈS, Jacques BOSCHUNG et Philippe ROBERT <i>Laboratoire de Métrologie, Lausanne, SUISSE.</i> Applications de la diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques monomodes.	59

Table des matières

Session 4

Président: **Romain MACIEJKO**

Patrick MOTTIER 71

LETI, Commissariat à l'Énergie Atomique, Grenoble, FRANCE.
Optique intégrée sur silicium.

Jacques ARNAUD 81

Équipe de microélectronique, Montpellier, FRANCE.
Contribution des fluctuations statistiques du nombre d'électrons à la largeur spectrale des diodes laser.

**Michel TÊTU¹, Christine LATRASSE¹, Michel POULIN¹, Marc BRETON¹,
Martin GUY¹, Claude GAMACHE¹, Pierre TREMBLAY¹
et Bernard VILLENEUVE²** 87

¹*Université Laval, Québec, QUÉBEC.*

²*Advanced Technology Laboratory, Ottawa, ONTARIO.*

Commande de la fréquence absolue de lasers à semi-conducteurs.

Session 5

Présidente: **Véronique FRANÇOIS**

**Gregory W. SCHINN¹, Chaoyu YUE¹, Jianluo ZHANG²,
Vladimir M. PARAMONOV³ et W. R. L. CLEMENTS¹** 101

¹*Technologies MPB inc., Dorval, QUÉBEC.*

²*Université Wilfrid Laurier, Waterloo, ONTARIO.*

³*Institut général de physique, Moscou, RUSSIE.*

Nouveaux développements en lasers à fibre chez Technologies MPB.

Mahmoud FALLAHI 105

CNRC, Institut des Sciences des Microstructures, Ottawa, ONTARIO.
Les diodes lasers à émission de surface.

Session 6

Président: **Michel DUGUAY**

**Claude FROEHLI¹, Alain BARTHÉLÉMY¹, Bernard COLOMBEAU¹,
Michel VAMPOUILLE¹, Hervé MAILLOTE² et Jacques MONNERET²** 109

¹*IRCOM Faculté des Sciences, Limoges, FRANCE.*

²*LPMD, Faculté des Sciences, Besançon, FRANCE.*

Effet Kerr optique en présence de diffraction ou de dispersion.

Curtis R. MENYUK 111

Université du Maryland, Baltimore, Maryland, ÉTATS-UNIS.

Effet de biréfringence aléatoire sur la propagation des solitons dans une fibre optique.

Session 7

Président: Arthur YELON

- Peter W. E. SMITH** 115
Ontario Laser and Lightwave Research Center, Toronto, ONTARIO.
 Composants photoniques ultra-rapides.
- William TORRUELLAS¹, Myoungsik CHA¹, Brian LAWRENCE¹,
 George STEGEMAN¹, Jeff METH², Gregory BAKER³ et Shahab ETEMAD⁴** 121
¹CREOL, University of Central Florida, Floride, ÉTATS-UNIS.
²E. I. Dupont de Nemours, Wilmington, Delaware, ÉTATS-UNIS.
³Dept. of Chemistry, Michigan State University, Michigan, ÉTATS-UNIS.
⁴Bellcore, Red Bank, New Jersey, ÉTATS-UNIS.
 Spectroscopie à deux photons d'un polymère à électrons π conjugués.
- Jean J. ROBILLARD** 127
Materials Research Institute, University of Texas, El Paso, Texas, ÉTATS-UNIS.
 Transfert de charges dans les polymères semiconducteurs contenant des spiropyranes.
 Applications à l'élaboration d'éléments optiques bistables et à l'imagerie infrarouge.

Session d'affiches

- Jean-Luc ARCHAMBAULT, Laurence REEKIE, Philip St.J. RUSSEL
 et J. Thomas KRINGLEBOTN** 133
Optoelectronics Research Center, Université de Southampton, Southampton, UK.
 Utilisations des fibres à réseaux de Bragg pour le multiplexage en longueur d'onde.
- Pierre L.-AUGER et S. Iraj NAJAFI** 135
École Polytechnique de Montréal, QUÉBEC.
 Nouvelle méthode de design de coupleurs directionnels servant de multi/démulti-
 plexeur en optique intégrée.
- Alain CHAMPAGNE et Romain MACIEJKO** 139
École Polytechnique de Montréal, QUÉBEC.
 Modélisation de la dynamique des diodes lasers à puits quantiques multiples.
- Vincent DELISLE, Udo TRUTSCHER et Michel A. DUGUAY** 141
Université Laval, Ste-Foy, QUÉBEC.
 Guides planaires à cœur creux comme filtre optique pour le WDM.
- Patrick DUMAIS¹, Alain VILLENEUVE², Suzanne LACROIX¹
 et Jacques BURES¹** 143
École Polytechnique de Montréal, QUÉBEC, ²Université Laval, QUÉBEC.
 Propagation de solitons temporels dans les fibres optiques effilées et commutateurs
 tout-optique.

Martin GUY¹, Michel TÊTU¹, Bernard VILLENEUVE² et Mikelis SVILANS²	147
¹ Université Laval, Ste-Foy, QUÉBEC.	
² Bell-Northern Research Ltd, Ottawa, ONTARIO.	
Mesure et contrôle de la fréquence d'un laser à semi-conducteurs à l'aide d'un guide d'onde non-linéaire.	
Sylvain LAFRENIÈRE et S. Iraj NAJAFI	151
École Polytechnique de Montréal, QUÉBEC.	
Fabrication de dispositifs à base de verre phosphate sol-gel dopé aux éléments terres-rares.	
Robert LAROSE, Christine LATRASSE, Michel TÊTU, François OUELLETTE et Michel A. DUGUAY	155
Université Laval, Ste-Foy, QUÉBEC.	
Asservissement d'un laser à fibre à l'erbium sur des résonances de l'acétylène.	
Gilbert LEFEBVRE et Romain MACIEJKO	157
École Polytechnique de Montréal, QUÉBEC.	
Réalisation et caractérisation de contacts ohmiques à faible résistance spécifique.	
Habib MANI et Romain MACIEJKO	159
École Polytechnique de Montréal, QUÉBEC.	
Gravure ionique réactive à base de gaz non toxiques: utilisée en technologie des composants électroniques et photoniques.	
Jean MARTIN et François OUELLETTE	161
Université Laval, Ste-Foy, QUÉBEC.	
Méthode de fabrication de longs réseaux de Bragg dans une fibre optique.	
Michel POULIN, Christine LATRASSE, Michel TÊTU et Marc BRETON	165
Université Laval, Ste-Foy, QUÉBEC.	
Génération de deuxième harmonique d'un laser DFB à 1560 nm à l'aide d'un cristal de KNbO ₃ et asservissement de fréquence sur la raie D ₂ du 87Rb à 780 nm.	
Branka PRIJOVIC-DORIC	169
Optomak Inc., Ancienne-Lorette, QUÉBEC.	
Couplage par prisme: nouvelle approche de conception opto-mécanique.	
M. RENAUD¹, A. JEAN¹, F. PICARD¹, J. M. LACROIX¹, H. JEROMINEK¹ et M. TREMBLAY²	171
¹ Institut national d'Optique, Ste-Foy, QUÉBEC.	
² Université Laval, Ste-Foy, QUÉBEC.	
Matrices de micromiroirs déformables.	
Tahar TOUAM¹, Louis ROY², Martin COURCHESNE³ et François YERGEAU¹	173
¹ Université Laval, Ste-Foy, QUÉBEC.	
² OPTEL Technologies, Ste-Foy, QUÉBEC.	
³ Miralab, Montréal, QUÉBEC.	
Optimisation de jonction Y en optique intégrée utilisant des guides d'ondes courbes.	

Marc VERHAEGEN¹, John L. BREBNER¹ et Jacques ALBERT²	175
--	------------

¹Université de Montréal, QUÉBEC.

²CRC, Ottawa, ONTARIO.

Guide d'ondes optiques par implantation d'ions lourds dans la silice.

Alain VILLENEUVE¹, J. U. KANG², P. W. WIGLEY², P. V. MAMYSHEV³, G. I. STEGEMAN² et J. S. AITCHISON⁴	177
--	------------

¹Université Laval, Ste-Foy, QUÉBEC.

²University of Central Florida, ÉTATS-UNIS.

³ATT Bell Laboratory, ⁴University of Glasgow, UK..

Dispositifs à base de solitons spatiaux dans l'AlGaAs.

Steve AITCHISON

Dept. of Electronics and Electrical Engineering
University of Glasgow
Glasgow, UK, G12 8QQ
tél : (041) 339-8855 ext. 6025
fax : (041) 330-4907

Jean-Luc ARCHAMBAULT

University of Southampton
Optoelectronics Research Center
Southampton, Royaume-Uni, SO9 5NH
tél : (703) 59 30 88
fax : (703) 59 31 49
email : jla@orc.soton.ac.uk

Jacques ARNAUD

EM 2
Université de Montpellier II
Sciences et Techniques du Languedoc
Place Eugène Bataillon
Case courrier 67
F 34 095 Montpellier CEDEX 05, FRANCE
tél : (33) 67 14 32 81 ou 67 54 48 40
fax : (33) 67 54 48 42

Pierre L.-AUGER

École Polytechnique de Montréal
Département de génie physique
C.P. 6079, succ. Centre-ville
Montréal, Québec, H3C 3A7
tél : (514) 340-4768
fax : (514) 340-3218

Gregory BAKER

Dept. of Chemistry
Michigan State University
East Lansing, MI 48824, USA

Alain BARTHELEMY

IRCOM-Faculté des Sciences
123, rue Albert Thomas
87 067 Limoges CEDEX, FRANCE
tél : (33) 55 45 75 16
fax : (33) 55 45 75 14

François BILODEAU

Centre de Recherche sur les Communications
C.P. 11490, succ. 'H'
Ottawa, Ontario, K2H 8S2
tél : (613) 998-2169
fax : (613) 993-7139

Jacques BOSCHUNG

Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne
Département d'électricité
Laboratoire de Métrologie DE/MET
CH- 1015 Lausanne, SUISSE
tél : (41) 21 693 47 74
fax : (41) 21 693 26 14

John L. BREBNER

Département de physique
Université de Montréal
C.P. 6128 succ. Centre-ville
Montréal, H3C 3J7
tél : (514) 343-6614
email : brebnerj@ere.umontreal.ca

Marc BRETON

COPL - Département de génie électrique
Université LAVAL
Sainte-Foy, Québec, G1K 7P4
tél : (418) 656-2146
fax : (418) 656-3159

G. BRUN

Laboratoire Traitement du Signal et Instrumentation
Université Jean-Monnet / Saint-Etienne
23 rue du Docteur Paul Michelon
42 023 Saint-Etienne CEDEX 02, FRANCE
tél : (33) 77 42 15 71
fax : (33) 77 42 18 20

Jacques BURES

École Polytechnique de Montréal
Département de génie physique
C.P. 6079, succ. Centre-ville
Montréal, Québec, H3C 3A7
tél : (514) 340-4577
fax : (514) 340-3218

Myoungsik CHA

University of Central Florida
CREOL, suite 400
12424 Research Parkway
Orlando, FL 32826, USA
tél : (407) 658-6800
fax : (407) 658-3955

Alain CHAMPAGNE

École Polytechnique de Montréal
Département de génie physique
C.P. 6079, succ. Centre-ville
Montréal, Québec, H3C 3A7
tél : (514) 340-4969
fax : (514) 340-3218
email : alain@phys.polymtl.ca

W. R. L. CLEMENTS

MPB Technologies Inc.
1725 Voie de service nord,
Autoroute transcanadienne
Dorval, Québec, H9P 1J1
tél : (514) 683 1490
fax : (514) 683-1727

Bernard COLOMBEAU

IRCOM-Faculté des Sciences
123, rue Albert Thomas
87 067 Limoges CEDEX, FRANCE
tél : (33) 55 45 72 52
fax : (33) 55 45 75 14

Adresses des participants

Martin COURCHESNE

Miralab
Montréal, Québec

André DELAGE

National Research Council Canada
Institute for Microstructural Sciences
Montreal road campus
Ottawa, Ontario, K1A 0R6
tél : (613) 993-7170
fax : (613) 952-8701
email : delage@nrcphy.phy.nrc.ca

Vincent DELISLE

COPL - Département de génie électrique
Université Laval
Ste-Foy, Québec, G1K 7P4
tél : (418) 656-2146
fax : (418) 656-3159

Michel DUGUAY

COPL - Département de génie électrique
Université Laval
Ste-Foy, Québec, G1K 7P4
tél : (418) 656-3557
fax : (418) 656-3159

Patrick DUMAIS

École Polytechnique de Montréal
Département de génie physique
C.P. 6079, succ. Centre-ville
Montréal, Québec, H3C 3A7
tél : (514) 340-4124
fax : (514) 340-3218
email : dp99@music.polymtl.ca

Shahab ETEMAD

Bellcore
Red Bank, NJ 07701, USA

Mahmoud FALLAHI

National Research Council Canada
Institute for Microstructural Sciences
Montreal road campus
Ottawa, Ontario, K1A 0R6
tél : (613) 993-6964
fax : (613) 952-8734

Véronique FRANÇOIS

École Polytechnique de Montréal
Département de génie physique
C.P. 6079, succ. Centre-ville
Montréal, Québec, H3C 3A7
tél : (514) 340-4311
fax : (514) 340-3218
email : fm16@music.mus.polymtl.ca

Claude FROEHLI

IRCOM-Faculté des Sciences
123, rue Albert Thomas
87 067 Limoges CEDEX, FRANCE
tél : (33) 55 45 75 16
fax : (33) 55 45 75 14

Claude GAMACHE

COPL - Département de génie électrique
Université Laval
Sainte-Foy, Québec, G1K 7P4
tél : (418) 656-2146
fax : (418) 656-3159

François GONTHIER

Alcatel Canstar
1405 Denison Street
Markham, Ontario, L3R 5V2
tél : (905) 946-7610
fax : (905) 470-8272

Jean-Pierre GOURE

Laboratoire Traitement du Signal et Instrumentation
URA / CNRS 842
Université Jean-Monnet / Saint-Etienne
23 rue du Docteur Paul Michelon
42 023 Saint-Etienne CEDEX 02, FRANCE
tél : (33) 77 42 15 61
fax : (33) 77 42 18 20

Martin GUY

COPL - Département de génie électrique
Université Laval
Sainte-Foy, Québec, G1K 7P4
tél : (418) 656-2146
fax : (418) 656-3159

Alain JEAN

Institut National d'Optique
369 rue Franquet
Ste-Foy, Québec, G1P 4N8
tél : (418) 657-7006
fax : (418) 657-7009

J. U. KANG

University of Central Florida
CREOL, suite 400
12424 Research Parkway
Orlando, FL 32826, USA
tél : (407) 658-6800
fax : (407) 658-3955

J. Thomas KRINGLEBOTN

University of Southampton
Optoelectronics Research Center
Southampton, Royaume-Uni, SO9 5NH
tél : (703) 59 30 88
fax : (703) 59 31 49

J. M. LACROIX

Institut National d'Optique
369 rue Franquet
Ste-Foy, Québec, G1P 4N8
tél : (418) 657-7006
fax : (418) 657-7009

Suzanne LACROIX

École Polytechnique de Montréal
Département de génie physique
C.P. 6079, succ. Centre-ville
Montréal, Québec, H3C 3A7
tél : (514) 340-4740 ou 340-4124
fax : (514) 340-3218
email : dz00@music.mus.polymtl.ca

Sylvain LAFRENIÈRE

École Polytechnique de Montréal
Département de génie physique
C.P. 6079, succ. Centre-ville
Montréal, Québec, H3C 3A7
tél : (514) 340-4768
fax : (514) 340-3218

Gilbert LEFEBVRE

École Polytechnique de Montréal
Département de génie physique
C.P. 6079, succ. Centre-ville
Montréal, Québec, H3C 3A7
tél : (514) 340-4768
fax : (514) 340-3218

Martin LAROSE

COPL, Département de génie électrique
Université Laval
Ste-Foy, Québec, G1K 7P4
tél : (418) 656-2146
fax : (418) 656-3159

Christine LATRASSE

COPL - Département de génie électrique
Université Laval
Sainte-Foy, Québec, G1K 7P4
tél : (418) 656-2146
fax : (418) 656-3159

Brian LAWRENCE

University of Central Florida
CREOL, suite 400
12424 Research Parkway
Orlando, FL 32826, USA
tél : (407) 658-6800
fax : (407) 658-3955

Christian LERMINIAUX

Corning Europe
7 bis, avenue de Valvins
77 210 Avon, FRANCE
tél : (33) 1 64 69 73 87
fax : (33) 1 64 69 74 54
Email: lerminiaux_c%02@corning.com

Romain MACIEJKO

École Polytechnique de Montréal
Département de génie physique
C.P. 6079, succ. Centre-ville
Montréal, Québec, H3C 3A7
tél : (514) 340-4421
fax : (514) 340-3218
email : romain@phys.polymtl.ca

Hervé MAILLOTTE

Laboratoire d'Optique P.-M. Duffieux
UFR Sciences et Techniques
La Bouloie - Route de Gray
25 030 Besançon CEDEX, FRANCE
tél : (33) 81 66 64 16
fax : (33) 81 66 64 23

P. V. MAMYSHEV

ATT Bell Laboratory
Holmdel, NJ 07733, USA
tél : (407) 658-6800
fax : (407) 658-3955

Habib MANI

École Polytechnique de Montréal
Département de génie physique
C.P. 6079, succ. Centre-ville
Montréal, Québec, H3C 3A7
tél : (514) 340-4664
fax : (514) 340-3218

Jean MARTIN

COPL, Département de génie électrique
Université Laval
Ste-Foy, Québec, G1K 7P4
tél : (418) 656-2146
fax : (418) 656-3159
email : jmartin@gel.ulaval.ca

Curtis MENYUK

University of Maryland
Electrical Engineering Department
TRC 201 A
5401 Wilkens Avenue
Baltimore, MD 21228-5398, USA
tél : (410) 455-3501
fax : (410) 455-6500
Email: menyuk@umbc2.umbc.edu

Jeff METH

E.I. Dupont de Nemours
Central Research and Development Dept.
Experimental Station
Wilmington, DE 19898, USA

Jacques MONNERET

Laboratoire d'Optique P.-M. Duffieux
UFR Sciences et Techniques
La Bouloie - Route de Gray
25 030 Besançon CEDEX, FRANCE
tél : (33) 81 66 64 16
fax : (33) 81 66 64 23

Patrick MOTTIER

LETI (CEA - Technologies Avancées)
DOPT / CENG
17 rue des Martyrs
38 054 Grenoble CEDEX 09, FRANCE
tél : 76 88 48 69
fax : 76 88 51 69

S. Iraj NAJAFI

École Polytechnique de Montréal
Département de génie physique
C.P. 6079, succ. Centre-ville
Montréal, Québec, H3C 3A7
tél : (514) 340-4101
fax : (514) 340-3218

Marc NIKLES

Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne
Département d'électricité
Laboratoire de Métrologie DE/MET
CH- 1015 Lausanne, SUISSE
tél : (41) 21 693 47 74
fax : (41) 21 693 26 14

Richard NORMANDIN

Composants Optoélectroniques
Institut des Sciences des Microstructures
Conseil National de Recherche du Canada
Chemin Montréal
Ottawa, Ontario, Canada, K1H 0R6
tél : (613) 993-4449
fax : (613) 952-8701

Daniel B. OSTROWSKI

Laboratoire de Physique de la Matière Condensée
Université de Nice-Sophia Antipolis
CNRS URA 190
Parc Valrose
06 034 Nice CEDEX 02, FRANCE
tél : (33) 93 52 98 92
fax : (33) 93 52 99 19

François OUELLETTE

Optical Fibre Technology Centre
University of Sydney
NSW 2006, Australia

Vladimir M. PARAMONOV

Institut général de physique
117942 Moscou, RUSSIE

F. PICARD

Institut National d'Optique
369 rue Franquet
Ste-Foy, Québec, G1P 4N8
tél : (418) 657-7006
fax : (418) 657-7009

Michel POULIN

COPL - Département de génie électrique
Université Laval
Sainte-Foy, Québec, G1K 7P4
tél : (418) 656-2146
fax : (418) 656-3159

Branka PRIJOVIC-DORIC

Optomak Inc.
1439 St-Clément
Ancienne-Lorette, Québec, G2E 3L7
tél : (418) 877-5600
fax : (418) 877-5600

Laurence REEKIE

University of Southampton
Optoelectronics Research Center
Southampton, Royaume-Uni, SO9 5NH
tél : (703) 59 30 88
fax : (703) 59 31 49

Martin RENAUD

Institut National d'Optique
369 rue Franquet
Ste-Foy, Québec, G1P 4N8
tél : (418) 657-7006
fax : (418) 657-7009
email : mrenaud@ino.qc.ca

Denis RICARD

École Polytechnique de Montréal
Département de génie physique
C.P. 6079, succ. Centre-ville
Montréal, Québec, H3C 3A7
tél : (514) 340-4489 ou 340-4124
fax : (514) 340-3218
email : ricard@cam.org

Philippe ROBERT

Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne
Département d'électricité
Laboratoire de Métrologie DE/MET
CH- 1015 Lausanne, SUISSE
tél : (41) 21 693 47 74
fax : (41) 21 693 26 14

Jean ROBILLARD

Material Research Institute (MRI)
University of Texas
316 Burges Hall
El Paso, Texas 79968, USA
tél : (915) 747-7532
fax : (915) 747-6601

Louis ROY

OPTEL Technologies
Sainte-Foy, Québec

Philip St.J. RUSSELL

University of Southampton
Optoelectronics Research Center
Southampton, Royaume-Uni, SO9 5NH
tél : (703) 59 30 88
fax : (703) 59 31 49

Gregory W. SCHINN

MPB Technologies Inc.
1725 Voie de service nord,
Autoroute transcanadienne
Dorval, Québec, H9P 1J1
tél : (514) 683 1490 ou (613) 744-3273
fax : (514) 683-1727

François SÉGUIN

Avionics Division
Marconi Canada
600, boul. Dr.-Frederik Philips
Ville St-Laurent, Québec, H4M 2S9
tél : (514) 340-3000, poste 4833

Peter W. E. SMITH

OLLRC, Sandford Fleming Building
10 King's College Road
Room 1107
Toronto, Ontario, M5S 1A4
tél : (416) 978-5758
fax : (416) 971-2117

George STEGEMAN

University of Central Florida
CREOL, suite 400
12424 Research Parkway
Orlando, FL 32826, USA
tél : (407) 658-6800
fax : (407) 658-3955

Mikelis SVILANS

Advanced Technology Laboratory
Bell-Northern Laboratory
P.O. Box 3511, station 'C'
Ottawa, Ontario, K1Y 4H7

Michel TETU

COPL - Département de génie électrique
Université Laval
Sainte-Foy, Québec, G1K 7P4
tél : (418) 656-2146
fax : (418) 656-3159
email : mtetu@gel.ulaval.ca

Luc THÉVENAZ

Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne
Département d'électricité
Laboratoire de Métrologie DE/MET
CH- 1015 Lausanne, SUISSE
tél : (41) 21 693 47 74
fax : (41) 21 693 26 14
email : luc.thevenaz@met.de.epfl.ch

William TORRUELLAS

University of Central Florida
CREOL, suite 400
12424 Research Parkway
Orlando, FL 32826, USA
tél : (407) 658-3918
fax : (407) 658-3955
email : william@soliton.creol.ucf.edu

Tahar TOUAM

Centre d'Optique, Photonique et Laser (COPL)
Université Laval
Ste-Foy, Québec, G1K 7P4
tél : (418) 656-2146
fax : (418) 656-3159

M. TREMBLAY

Département de génie électrique
Université LAVAL
Sainte-Foy, Québec, G1K 7P4
tél : (418) 656-2146
fax : (418) 656-3159

Pierre TREMBLAY

COPL - Département de génie électrique
Université LAVAL
Sainte-Foy, Québec, G1K 7P4
tél : (418) 656-2146
fax : (418) 656-3159

Udo TRUTSHEL

COPL - Département de génie électrique
Université Laval
Ste-Foy, Québec, G1K 7P4
tél : (418) 656-2146
fax : (418) 656-3159

Michel VAMPOUILLE

IRCOM-Faculté des Sciences
123, rue Albert Thomas
87 067 Limoges CEDEX, FRANCE
tél : (33) 55 45 72 58
fax : (33) 55 45 75 14

Marc VERHAEGEN

Département de physique
Université de Montréal
C.P. 6128 succ. Centre-ville
Montréal, Québec, H3C 3J7
tél : (514) 343-6111, poste 4209
email : verhaegen@lps.umontreal.ca

Isabelle VERRIER

Laboratoire Traitement du Signal et Instrumentation
Université Jean-Monnet / Saint-Etienne
23 rue du Docteur Paul Michelon
42 023 Saint-Etienne CEDEX 02, FRANCE
tél : (33) 77 42 15 71
fax : (33) 77 42 18 20

Alain VILLENEUVE

COPL - Département de physique
Université Laval
Ste-Foy, Québec, G1K 7P4
tél : (418) 656-3568
fax : (418) 656-2623

Bernard VILLENEUVE

Advanced Technology Laboratory
Bell-Northern Laboratory
P.O. Box 3511, station 'C'
Ottawa, Ontario, K1Y 4H7

Peter W. WIGLEY

University of Central Florida
CREOL, suite 400
12424 Research Parkway
Orlando, FL 32826, USA
tél : (407) 658-6800
fax : (407) 658-3955

Adresses des participants

Dandan YANG

MPB Technologies Inc.
1725 Voie de service nord,
Autoroute transcanadienne
Dorval, Québec, H9P 1J1
tél : (514) 683 1490
fax : (514) 683-1727

Arthur YELON

École Polytechnique de Montréal
Département de génie physique
C.P. 6079, succ. Centre-ville
Montréal, Québec, H3C 3A7
tél : (514) 340-4768
fax : (514) 340-3218

François YERGEAU

Centre d'Optique, Photonique et Laser (COPL)
Université Laval
Ste-Foy, Québec, G1K 7P4
tél : (418) 656-2146
fax : (418) 656-3159

Chaoyu YUE

MPB Technologies Inc.
1725 Voie de service nord,
Autoroute transcanadienne
Dorval, Québec, H9P 1J1
tél : (514) 683 1490
fax : (514) 683-1727

Jianluo ZHANG

Université Wilfrid Laurier
Département de physique et d'informatique
Waterloo, Ontario, N2L 3C5

Mesure de différence de délais de groupe entre modes d'une fibre optique faiblement multimodale par holographie temporelle

J.P. GOURE, G. BRUN, I. VERRIER

Laboratoire Traitement du Signal et Instrumentation
Université Jean-Monnet / Saint-Etienne
23, rue du Docteur Paul Michelon 42023 SAINT-ETIENNE Cedex 2
Tel. 77-42-15-71 / Fax : 77-42-18-20

Introduction

De nombreuses études ont déjà été réalisées quant à la mesure des délais de groupe dans les fibres optiques multimodales [1, 2, 3]. Les travaux qui font l'objet de cette communication concernent la mesure par holographie temporelle des différences de délais de groupe entre les divers modes propagés par une fibre optique faiblement multimodale. L'holographie temporelle est une nouvelle méthode de mesure interférométrique reposant sur l'utilisation d'un interféromètre à deux ondes en rayonnement large bande spectrale qui permet d'effectuer des mesures directes de trajets optiques avec d'excellentes précisions [4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11]. La mesure consiste ainsi à réaliser l'intercorrélation en amplitude des champs issus d'une fibre unimodale de référence d'une part et d'une fibre bimode à tester d'autre part. Les fibres sont placées dans les deux bras d'un interféromètre de MACH-ZEHNDER et les informations sont recombinaées par l'intermédiaire d'un interféromètre de type S.I.S.A.M. (c'est à dire un interféromètre de MICHELSON dans lequel les miroirs sont remplacés par des réseaux). Les réseaux servent à corrélérer les informations en sortie des deux fibres lorsque la plage en fréquence est explorée.

Nous nous proposons donc, dans une première partie, de décrire le principe général de fonctionnement du dispositif, nous nous intéresserons ensuite aux résultats issus du modèle théorique avant de les confronter aux mesures expérimentales, nous conclurons enfin en précisant les applications potentielles d'un tel dispositif notamment son aptitude à être utilisé en capteur de contraintes mécaniques ou dans l'analyse d'impulsions femtosecondes par exemple.

1• Principe de fonctionnement

L'holographie temporelle doit son nom à la similitude qu'elle présente, dans le domaine temporel, avec l'holographie classique réalisée dans le domaine spatial. Il s'agit d'un dispositif interférométrique permettant de comparer le mode fondamental d'une fibre optique unimodale avec les divers modes de propagation d'une fibre faiblement multimodale

Le montage expérimental présenté à la Figure 1 repose sur quatre éléments principaux :

- une source lumineuse accordable en longueur d'onde ;
- un interféromètre de type MACH-ZEHNDER ;
- un interféromètre de type S.I.S.A.M. ;
- un récepteur.

La source lumineuse utilisée est un laser à colorant accordable en longueur d'onde autour de $0.65 \mu\text{m}$ ⁽¹⁾ qui alimente les deux bras d'un interféromètre de MACH ZEHNDER par l'intermédiaire d'un cube séparateur assurant le partage de l'intensité lumineuse en deux faisceaux perpendiculaires dotés de la même quantité d'énergie. L'un des bras de l'interféromètre est constitué par une fibre unimodale ⁽²⁾ utilisée comme référence et le deuxième bras contient une fibre faiblement multimodale ⁽³⁾ sur laquelle est effectuée la mesure du délai de groupe. Un prisme fonctionnant en réflexion totale est placé sur le bras multimode dans le but d'ajuster les trajets optiques des deux bras de l'interféromètre afin que la différence de trajet optique soit inférieure à la longueur de cohérence du laser à colorant ⁽⁴⁾.

Les faisceaux issus des deux bras de l'interféromètre de MACH-ZEHNDER sont recombinaés par un interféromètre de type S.I.S.A.M. ⁽⁵⁾ dont les réseaux possèdent 150 traits par millimètre. Une lame semi-réfléchissante ⁽⁶⁾, placée dans le voisinage proche de la bissectrice de l'angle réalisé par les deux faisceaux émergeant des réseaux, superpose les informations sur le système d'acquisition.

Lorsque les réseaux sont utilisés dans l'ordre 0 le dispositif est équivalent à un interféromètre de MICHELSON ; dans le cas où les réseaux sont utilisés dans un ordre supérieur ⁽⁷⁾ ils assurent les fonctions de ligne à retard variable. En effet le retard introduit par un des réseaux utilisé dans l'ordre 1 est variable en fonction du point considéré au sein du faisceau diffracté.

Le récepteur est une barrette C.C.D. reliée à un système d'acquisition informatique qui enregistre les figures d'interférences pour les différentes longueurs d'onde et assure le traitement de ces enregistrements (somme, moyennage,...).

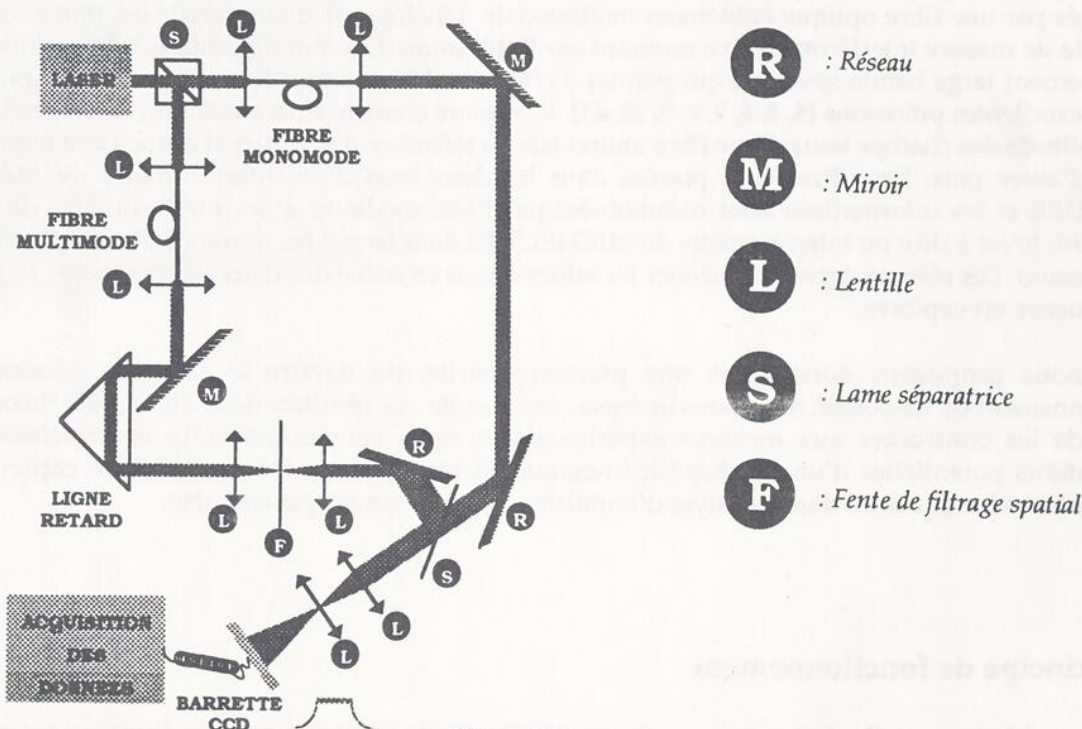


Figure 1

Représentation schématique du montage expérimental

- (1) C'est à dire dans le domaine visible rouge.
- (2) La fibre utilisée comme référence présente une longueur d'onde de coupure $\lambda_c = 439 \text{ nm}$ elle est donc monomode pour une lumière dont la longueur d'onde est voisine de 660 nm .
- (3) La fibre sur laquelle les mesures ont été réalisées présente une longueur d'onde de coupure $\lambda_c = 752 \text{ nm}$, elle véhicule donc deux modes linéairement polarisés (LP_{01}) pour une lumière dont la longueur d'onde est voisine de 660 nm .
- (4) La longueur de cohérence du laser est approximativement de l'ordre du centimètre.
- (5) S.I.S.A.M. : Spectromètre Interférentiel à Sélection par l'Amplitude de la Modulation. Il s'agit d'un interféromètre de MICHELSON dans lequel les miroirs ont été remplacés par des réseaux.
- (6) Les coefficients de transmission et de réflexion de la lame sont identiques, il s'agit d'une lame semi-réfléchissante (ou semi-transparente) 50/50.
- (7) Ils sont utilisés à l'ordre 1 dans le cadre du montage expérimental présenté dans ce document.

Pour une longueur d'onde, est obtenu un système de franges provenant des interférences imputables à la superposition de deux faisceaux collimatés de lumière temporellement cohérente. Lorsque la source lumineuse n'est pas monochromatique les différentes composantes spectrales ⁽⁸⁾ qui la constituent engendrent plusieurs systèmes de franges, d'interfranges différents, décalés les uns par rapport aux autres sauf en des points déterminés pour lesquels il y a exacte coïncidence des maxima d'intensité en raison de l'égalité des chemins optiques sur les deux voies du dispositif interférométrique (Cf. Figure 2).

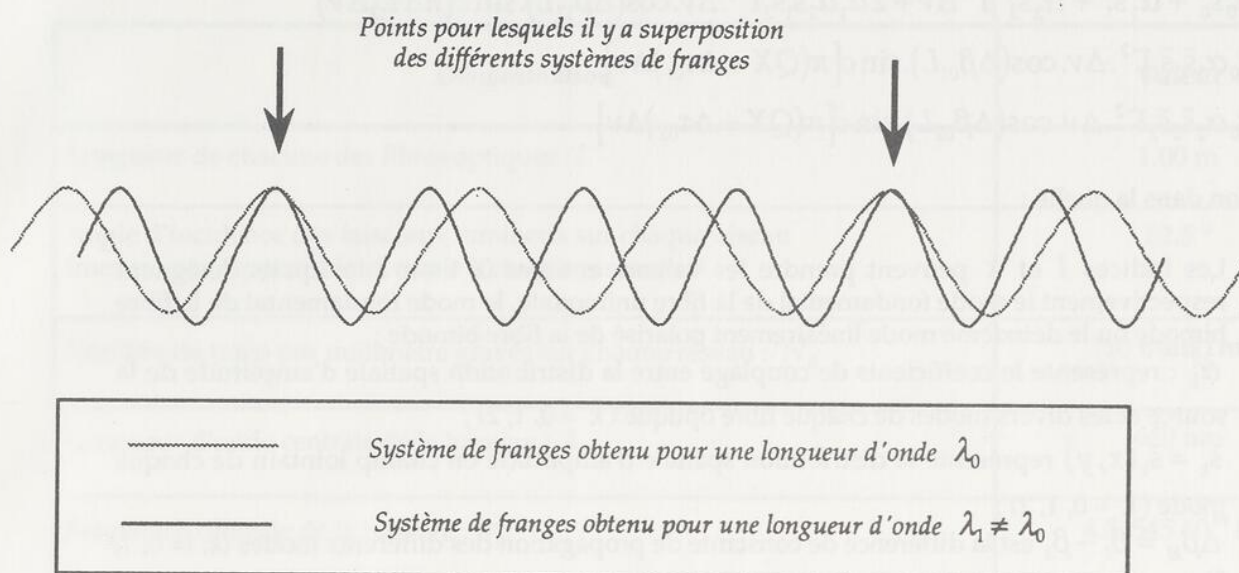


Figure 2

Systèmes de franges d'interférences obtenus pour plusieurs longueurs d'onde

La superposition de ces systèmes de franges conduit à une intensité qui présente un fond lumineux continu duquel émergent autant de points surbrillants qu'il y a de modes de propagation véhiculés par la fibre optique multimodale (Cf. Figure 3). La distance séparant les différentes taches surbrillantes est corrélée ⁽⁹⁾ à la différence de temps de propagation entre deux modes successifs de la fibre multimodale.

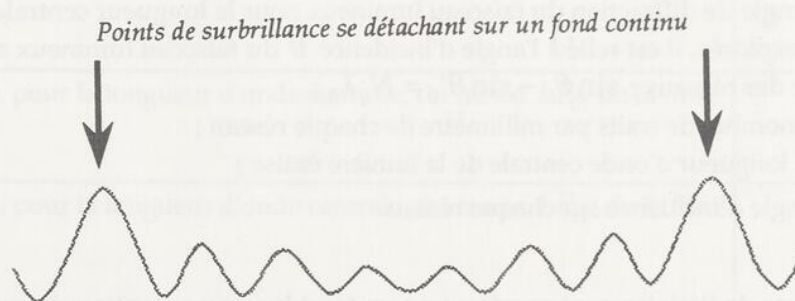


Figure 3

Représentation schématique de l'intensité obtenue par superposition des différents systèmes de franges

(8) C'est à dire encore les différentes longueurs d'onde.

(9) Les écarts temporels des délais de groupe entre les modes et les distances spatiales séparant les différents points surbrillants sont corrélés par l'intermédiaire d'un coefficient qui dépend de la géométrie du dispositif expérimental et dont l'expression est donnée dans la suite du document.

2• Analyse et résultats théoriques

Les calculs théoriques développés pour interpréter les résultats expérimentaux obtenus par l'holographie temporelle repose sur l'analyse modale de la propagation lumineuse dans les fibres optiques et ont fait l'objet de diverses publications [12, 13].

L'expression finale de l'éclairement est la suivante :

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_c = & (\alpha_0^2 \tilde{s}_0^2 + \alpha_1^2 \tilde{s}_1^2 + \alpha_2^2 \tilde{s}_2^2) \Gamma^2 \Delta v + 2\alpha_1 \alpha_2 \tilde{s}_1 \tilde{s}_2 \Gamma^2 \cdot \Delta v \cdot \cos(\Delta\beta_{12} L) \cdot \sin c(\pi \Delta\tau_{12} \Delta v) \\ & + 2\alpha_0 \alpha_1 \tilde{s}_0 \tilde{s}_1 \Gamma^2 \cdot \Delta v \cdot \cos(\Delta\beta_{01} L) \cdot \sin c[\pi(QX + \Delta\tau_{01}) \Delta v] \\ & + 2\alpha_0 \alpha_2 \tilde{s}_0 \tilde{s}_2 \Gamma^2 \cdot \Delta v \cdot \cos(\Delta\beta_{02} L) \cdot \sin c[\pi(QX + \Delta\tau_{02}) \Delta v] \end{aligned}$$

Expression dans la quelle :

- Les indices l et k peuvent prendre les valeurs entières 0, 1 ou 2 lorsqu'ils désignent respectivement le mode fondamental de la fibre unimodale, le mode fondamental de la fibre bimode ou le deuxième mode linéairement polarisé de la fibre bimode ;
- α_k : représente le coefficients de couplage entre la distribution spatiale d'amplitude de la source et les divers modes de chaque fibre optique ($k = 0, 1, 2$) ;
- $\tilde{s}_k = \tilde{s}_k(x, y)$ représente la distribution spatiale d'amplitude en champ lointain de chaque mode ($k = 0, 1, 2$) ;
- $\Delta\beta_{kl} = \beta_l - \beta_k$ est la différence de constante de propagation des différents modes ($k, l = 0, 1, 2$) ;
- $\Delta\tau_{kl} = \tau_l - \tau_k$ est la différence de temps de propagation des différents modes ($k, l = 0, 1, 2$) ;
- $\Gamma = \Gamma(v)$ désigne le spectre de fréquences temporelles de la source ;
- Q désigne le paramètre de conversion entre l'écart spatial et l'écart temporel des modes :

$$Q = -\frac{2N_0}{v_0 \cos \theta'_0} ;$$
- N_0 désigne le nombre de traits par millimètre de chaque réseau ;
- v_0 désigne la fréquence centrale de la plage de fréquence explorée à l'aide du laser à colorant ;
- θ'_0 désigne l'angle de diffraction du faisceau lumineux pour la longueur centrale de la plage de fréquence explorée, il est relié à l'angle d'incidence θ du faisceau lumineux sur le réseau par la formule des réseaux : $\sin \theta_0 - \sin \theta'_0 = N_0 \lambda_0$;
- N_0 désigne le nombre de traits par millimètre de chaque réseau ;
- λ_0 désigne la longueur d'onde centrale de la lumière émise ;
- θ désigne l'angle d'incidence sur chaque réseau.

Les deux premiers termes de l'éclairement représentent un fond lumineux continu duquel émergent deux taches surbrillantes modélisées par les fonctions "sinc" translatées l'une par rapport à l'autre.

Le facteur de translation est le suivant :
$$X_0 = \frac{\Delta\tau_{02}}{Q} - \frac{\Delta\tau_{01}}{Q} = \frac{1}{Q} (\tau_2 - \tau_0 - \tau_1 + \tau_0) = \frac{\Delta\tau_{12}}{Q} .$$

La configuration géométrique du montage et l'analyse modale de la propagation lumineuse dans les fibres optiques conduisent aux valeurs regroupées dans le tableau suivant.

Dénomination	Valeur
Longueur de chacune des fibres optiques : L	1.00 m
Angle d'incidence des faisceaux lumineux sur chaque réseau (mesuré par rapport à la normale à chaque réseau) : θ	82.5 °
Nombre de traits par millimètre gravés sur chaque réseau : N_0	150 traits/mm
Longueur d'onde centrale de la lumière : λ_0	660 nm
Fréquence centrale de la lumière : ν_0	$4.54545 \cdot 10^{14}$ Hz
Plage de longueur d'onde parcourue : $\Delta\lambda$	20 nm
Plage de fréquence parcourue : $\Delta\nu$	$1.38 \cdot 10^{13}$ Hz
Angle des faisceaux diffractés par les réseaux pour la longueur d'onde centrale (mesurés par rapport à la normale au réseau) : θ_0'	63.18 °
Paramètre de conversion entre l'écart temporel et l'écart spatial des modes : Q	$-1.462801 \cdot 10^{-9}$ s.m ⁻¹
Délai de groupe, pour la longueur d'onde centrale, du mode LP_{01} de la fibre à tester : τ_1	4.917605 ns
Délai de groupe, pour la longueur d'onde centrale, du mode LP_{11} de la fibre à tester : τ_2	4.918341 ns
Délai de groupe, pour la longueur d'onde centrale, du mode du mode LP_{01} de la fibre de référence : τ_0	4.9139 ns
Différence de délai de groupe, pour la longueur d'onde centrale, entre les modes LP_{01} et LP_{11} de la fibre à tester : $\Delta\tau_{12}$	736 fms

Le modèle théorique conduit à des courbes ayant l'allure de la Figure 4.

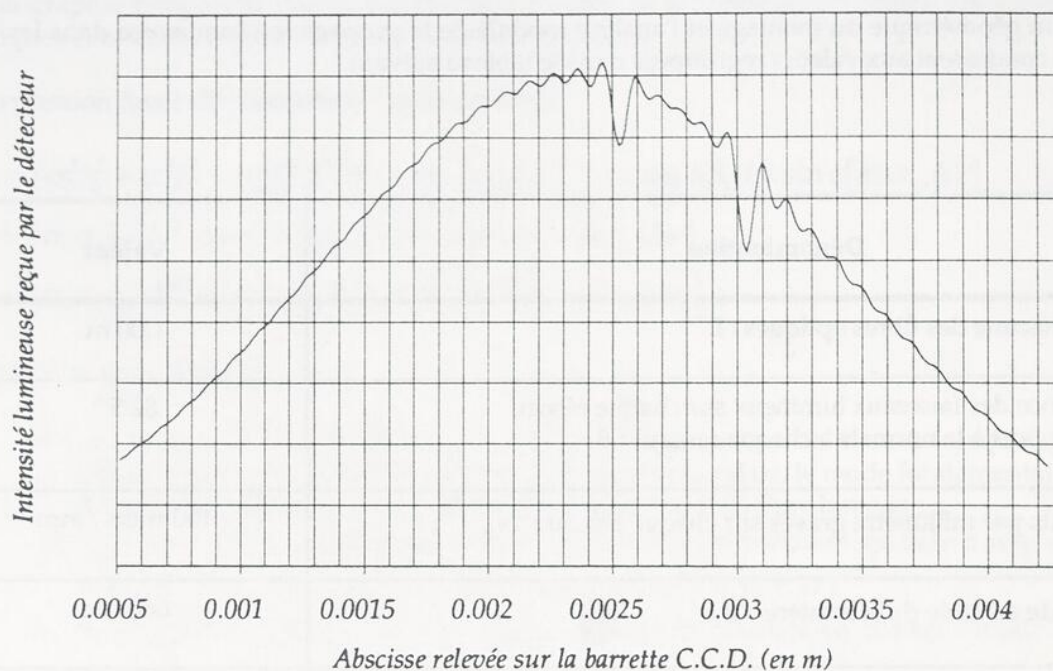


Figure 4

Allure des courbes obtenus par holographie temporelle

3• Résultats expérimentaux et confrontation aux prédictions théoriques

Après avoir exposé les résultats de la modélisation, il convient de les confronter aux mesures expérimentales qui font l'objet de cette partie.

Les courbes suivantes sont représentatives des résultats expérimentaux obtenus. Pour chacun des graphiques est donné en abscisse le nombre de pixels illuminés sur la barrette C.C.D. ⁽¹⁰⁾ et en ordonnée l'énergie lumineuse reçue.

Les résultats qui suivent (Figure 5 ; Figure 6 ; Figure 7) représentent les franges d'interférences obtenues pour une longueur d'onde définie et mettent en évidence l'évolution de l'interfrange en fonction de la longueur d'onde.

La longueur d'onde centrale de la plage de longueur d'onde parcourue étant voisine de 660 nm, le dispositif présente une teinte plate pour cette longueur d'onde (ce qui correspond à un interfrange infini). En revanche l'interfrange diminue lorsque l'on s'éloigne de part et d'autre de cette fréquence centrale.

⁽¹⁰⁾ La barrette C.C.D. est constituée de photodétecteurs élémentaires dont les dimensions sont les suivantes : $10\ \mu\text{m} \times 10\ \mu\text{m}$. La distance séparant deux pixels est donc de $10\ \mu\text{m}$.

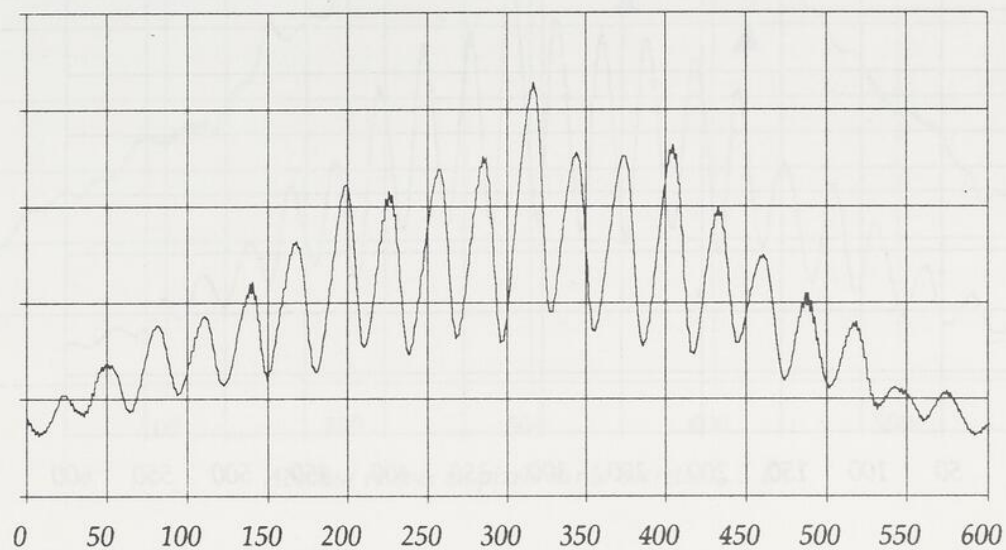


Figure 5

Figure d'interférences obtenues pour $\lambda = 657 \text{ nm}$

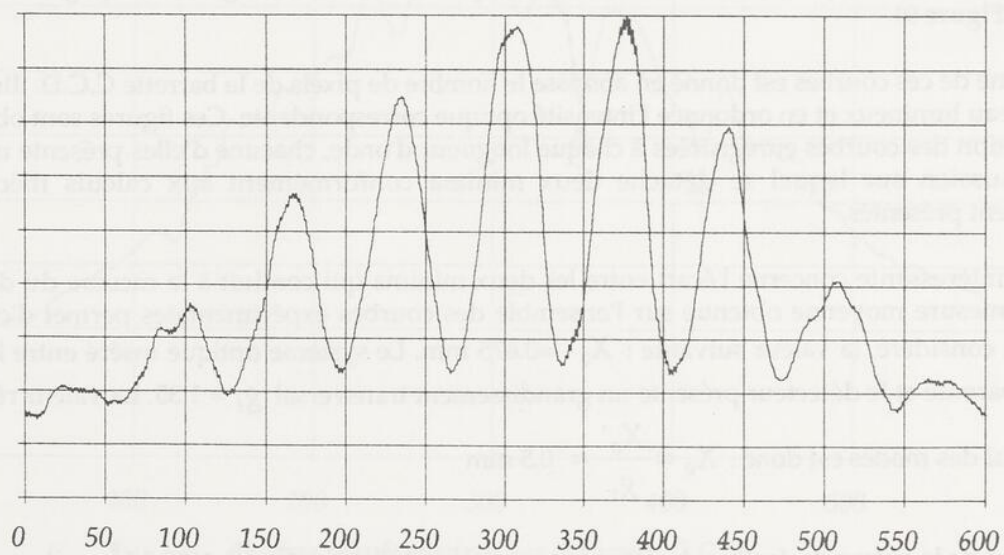


Figure 6

Figure d'interférences obtenue pour $\lambda = 664 \text{ nm}$

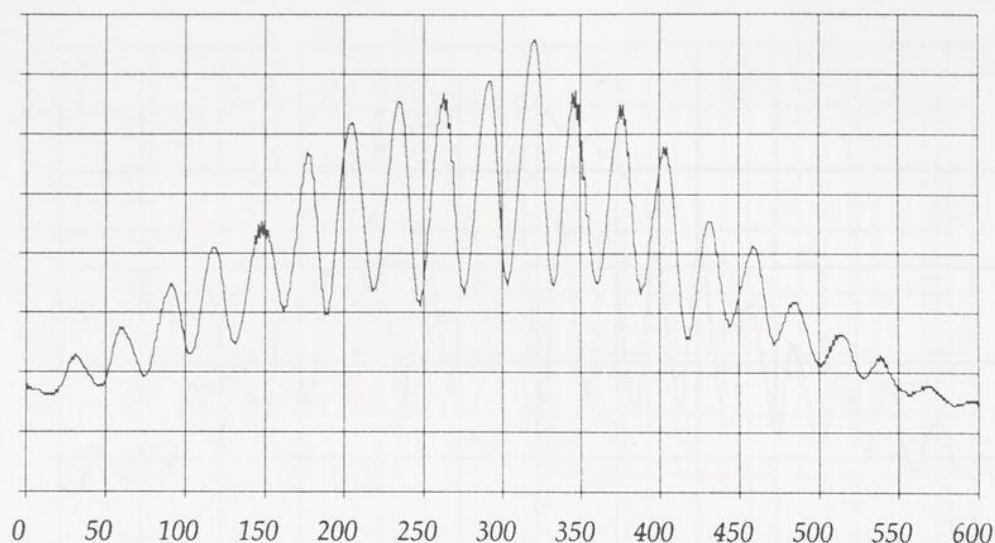


Figure 7

Figure d'interférences obtenue pour $\lambda = 667 \text{ nm}$

Soixante et un enregistrements sont réalisés pour soixante et une longueurs d'onde équi-réparties autour de 660 nm en parcourant une plage de longueurs d'onde de 20 nm. En effet la vis micrométrique de réglage de la longueur d'onde du laser autorise des pas correspondant au tiers du nanomètre. La somme des soixante et une figures d'interférences est effectuée afin d'obtenir les courbes expérimentales qui sont, à titre d'exemple, représentées sur les figures des pages suivantes (Figure 8 ; Figure 9)

Pour chacune de ces courbes est donné en abscisse le nombre de pixels de la barrette C.C.D. illuminés par le faisceau lumineux et en ordonnée l'intensité optique correspondante. Ces figures sont obtenues par sommation des courbes enregistrées à chaque longueur d'onde, chacune d'elles présente un fond continu gaussien sur lequel se détache deux minima conformément aux calculs théoriques préalablement présentés.

La mesure intéressante concerne l'écart entre les deux minima qui conduit à la mesure du délai de groupe, la mesure moyenne obtenue sur l'ensemble des courbes expérimentales permet d'obtenir, pour l'écart considéré, la valeur suivante : $X_0' = 0.675 \text{ mm}$. Le système optique inséré entre la lame semi-transparente et le détecteur présente un grandissement transversal $g_t = 1.35$. La valeur réelle de

l'écart spatial des modes est donc : $X_0 = \frac{X_0'}{g_t} = 0.5 \text{ mm}$

Compte tenu de la valeur du facteur de conversion opto-géométrique $Q = 1.4628 \cdot 10^9 \text{ s.m}^{-1}$ on obtient comme valeur du délai de groupe : $\Delta\tau_{12} = Q \cdot X_0 = 737 \text{ fms}$.

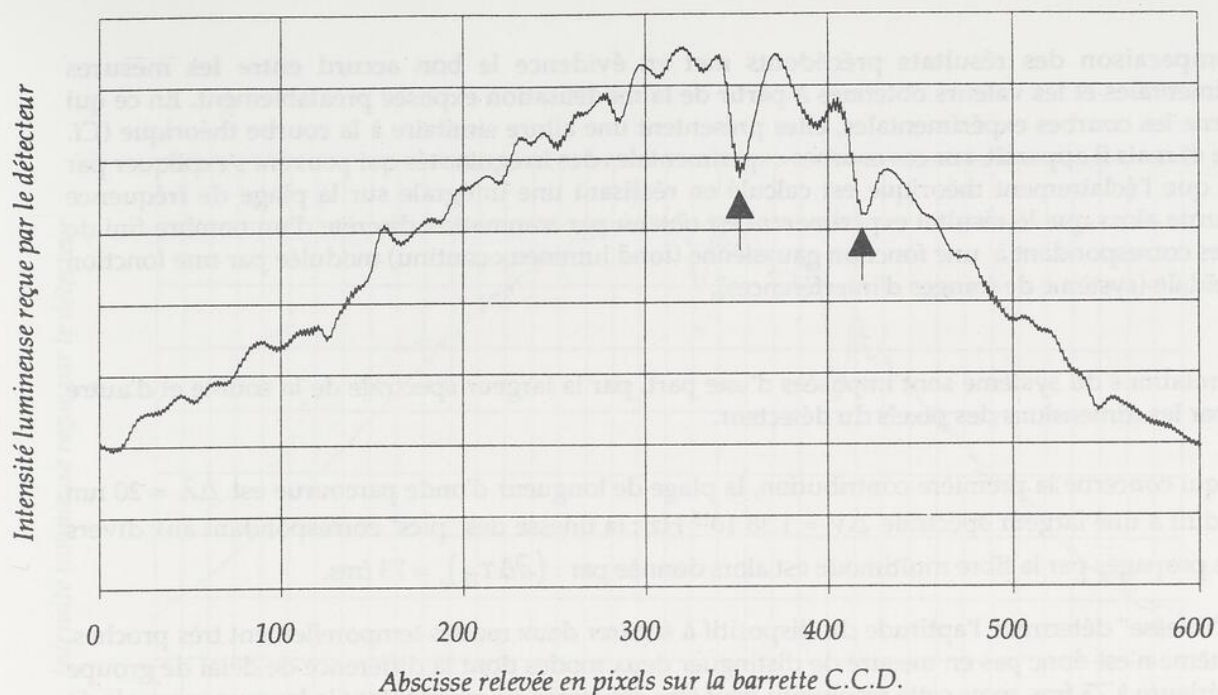


Figure 8

Représentation de l'éclairement final obtenu sur le détecteur : exemple n° 1

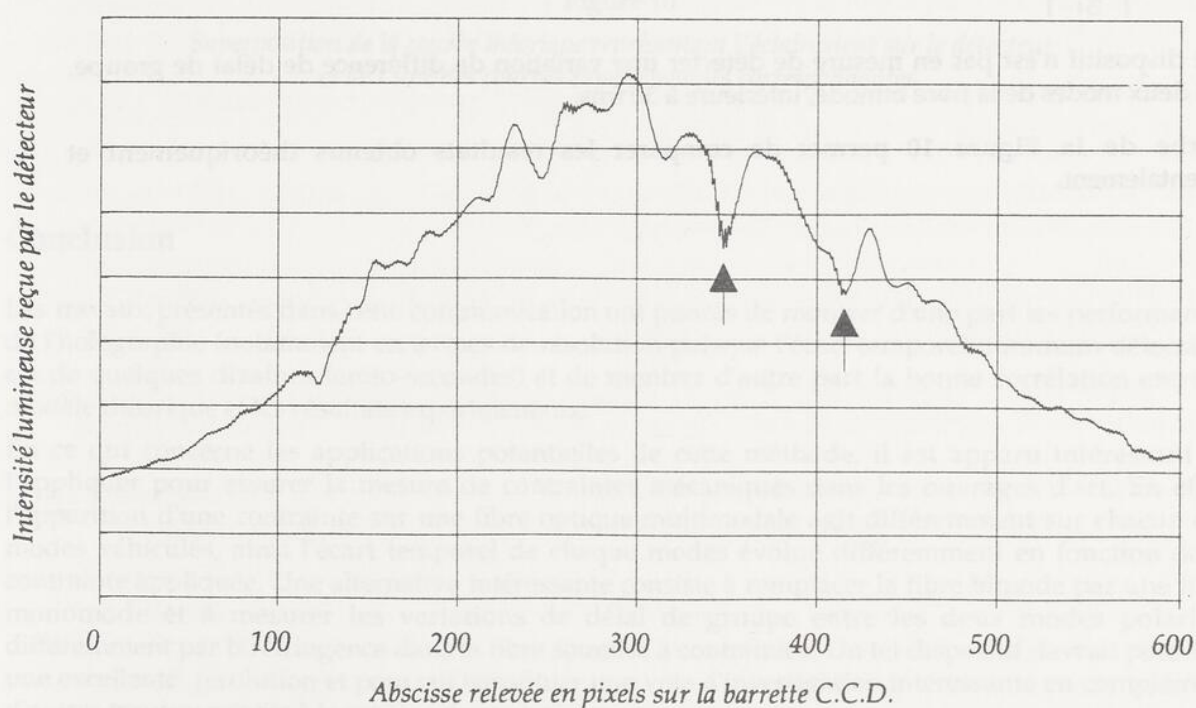


Figure 9

Représentation de l'éclairement final obtenu sur le détecteur : exemple n° 2

La comparaison des résultats précédents met en évidence le bon accord entre les mesures expérimentales et les valeurs obtenues à partir de la modélisation exposée préalablement. En ce qui concerne les courbes expérimentales, elles présentent une allure similaire à la courbe théorique (Cf. **Figure 4**) mais il apparaît, sur ces courbes expérimentales des irrégularités qui peuvent s'expliquer par le fait que l'éclairement théorique est calculé en réalisant une intégrale sur la plage de fréquence parcourue alors que le résultat expérimental est obtenu par sommation discrète d'un nombre fini de courbes correspondant à une fonction gaussienne (fond lumineux continu) modulée par une fonction sinusoïdale (système de franges d'interférences).

Les limitations du système sont imposées d'une part, par la largeur spectrale de la source et d'autre part, par les dimensions des pixels du détecteur.

En ce qui concerne la première contribution, la plage de longueur d'onde parcourue est $\Delta\lambda = 20 \text{ nm}$ et conduit à une largeur spectrale $\Delta\nu = 1.38 \cdot 10^{13} \text{ Hz}$; la finesse des "pics" correspondant aux divers modes propagés par la fibre multimode est alors donnée par : $(\partial\Delta\tau_{12})_1 = 73 \text{ fms.}$

Cette "finesse" détermine l'aptitude du dispositif à séparer deux modes temporellement très proches. Le système n'est donc pas en mesure de distinguer deux modes dont la différence de délai de groupe est inférieure à 73 fms, mais cette résolution peut être améliorée en augmentant la largeur spectrale de la source.

Quant à la seconde contribution, la dimension d'un pixel étant $\partial X = 10 \mu\text{m}$ et en considérant qu'il est nécessaire de couvrir au moins trois pixels pour détecter précisément une variation, la plus petite variation temporelle détectable est alors, en tenant compte du facteur Q de conversion :

$$(\partial\Delta\tau_{12})_2 = 3 \left| \frac{Q\partial X}{g_t} \right| = 30 \text{ fms.}$$

Ainsi, le dispositif n'est pas en mesure de détecter une variation de différence de délai de groupe, entre les deux modes de la fibre bimode, inférieure à 30 fms.

La courbe de la **Figure 10** permet de comparer les résultats obtenus théoriquement et expérimentalement.

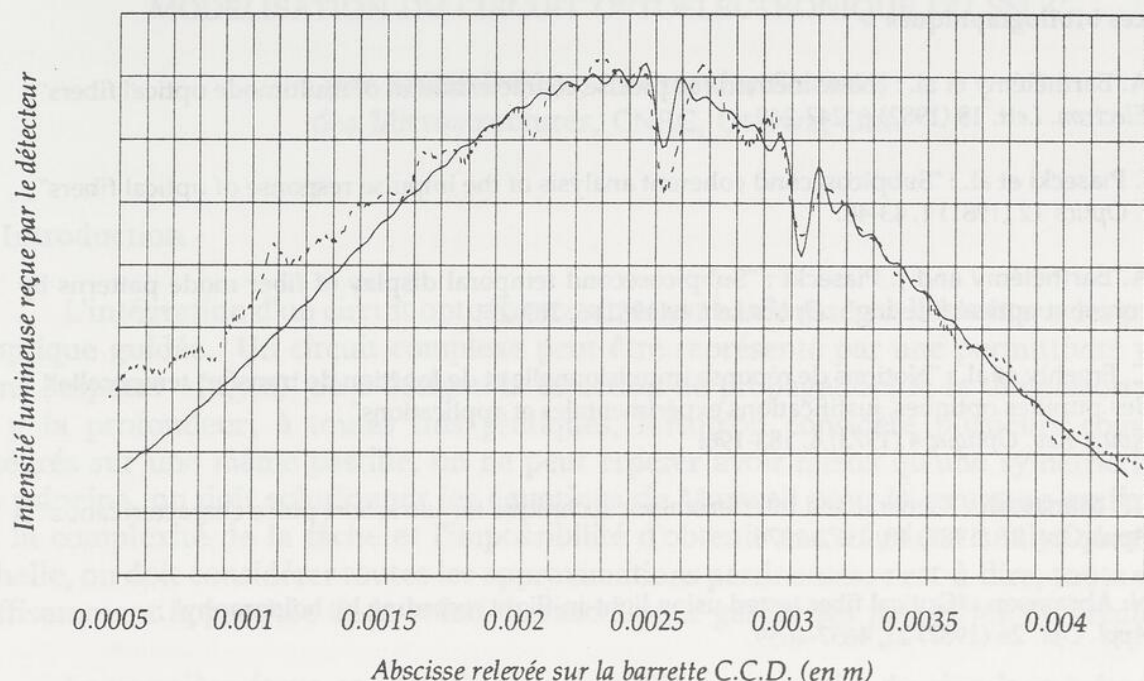


Figure 10

Superposition de la courbe théorique représentant l'éclairement sur le détecteur et de l'une des courbes expérimentales correspondantes

Conclusion

Les travaux présentés dans cette communication ont permis de montrer d'une part les performances de l'holographie (notamment en termes de résolution puisque l'écart temporel minimum détectable est de quelques dizaines femto-secondes) et de montrer d'autre part la bonne corrélation entre le modèle théorique et les résultats expérimentaux.

En ce qui concerne les applications potentielles de cette méthode, il est apparu intéressant de l'appliquer pour assurer la mesure de contraintes mécaniques dans les ouvrages d'art. En effet, l'apparition d'une contrainte sur une fibre optique multimodale agit différemment sur chacun des modes véhiculés, ainsi l'écart temporel de chaque modes évolue différemment en fonction de la contrainte appliquée. Une alternative intéressante consiste à remplacer la fibre bimode par une fibre monomode et à mesurer les variations de délai de groupe entre les deux modes polarisés différemment par biréfringence dans la fibre soumise à contraintes. Un tel dispositif devrait posséder une excellente résolution et pourrait constituer une voie d'investigation intéressante en complément d'autres travaux relatifs à la mesure de contraintes.

D'autres applications de l'holographie temporelle sont possibles notamment pour l'analyse d'impulsions femtosecondes. Le principe consiste à réaliser, par autocorrélation de l'impulsion initiale, une impulsion brève. L'intercorrélation de l'impulsion brève ainsi obtenue avec l'impulsion initiale par holographie temporelle conduit à la forme de l'impulsion initiale.

Une autre application encore est relative à l'imagerie tridimensionnelle en milieu trouble.

Références bibliographiques

- [1] A. Barthélémy et al. : "New method for precise characterisation of multimode optical fibers" ; *Electron. Lett.* 18 (1982) 6, 247-249.
- [2] J. Piasecki et al. : "Subpicosecond coherent analysis of the impulse response of optical fibers" ; *J. Optics* 12 (1981) 1, 43-48.
- [3] A. Barthélémy and J. Piasecki : "Subpicosecond temporal display of fiber mode patterns by coherent optical filtering" ; *Optics Lett.* 6 (1981) 6, 269-271.
- [4] C. Froehly et al. : "Notions de réponse impulsionnelle et de fonction de transfert temporelles des pupilles optiques, justifications expérimentales et applications" ; *Nouv. Rev. Optique* 4 (1973) 4, 183-196.
- [5] J.T. Manassah : "Generalized interferometric technique for ultrashort pulse characterization" ; *Appl. Opt.* 26 (1987) 10, 1972-1976.
- [6] N. Abramson : "Optical fiber tested using light-in-flight recording by holography" ; *Appl. Opt.* 26 (1987) 21, 4657-4659.
- [7] B. Carquille et al. : "Mesure interférométrique du retard optique entre deux modes d'une fibre faiblement multimodale" ; *Opto 85 Paris* (1985) 173-175.
- [8] B. Colombeau : "Traitements cohérents, mise en forme, analyse d'impulsions laser en régime picoseconde" ; Ph. D. Thesis, IRCOM laboratory, University of Limoges (1983).
- [9] P. Connes : "Principe et réalisation d'un nouveau type de spectromètre interférentiel" ; *Rev. Opt. Théorique et instrumentale* 38 (1959) 4, 157-201.
- [10] P. Connes : "Principe et réalisation d'un nouveau type de spectromètre interférentiel" (end) ; *Rev. Opt. Théorique et instrumentale* 39 (1960) 9, 402-436.
- [11] C. Froehly et al. : "Shaping and analysis of picosecond light pulses" ; Progress in Optics XX, E. Wolf editor, North Holland P.C. (1983) 144.
- [12] G. BRUN et al. : "Measurements of mode propagation time in multimode fibers using a real interferometric amplitude correlator" *Journal of Optical Communications* 13 (1992) 4, 134-139.
- [13] G. BRUN : "Holographie temporelle et application à la mesure de contraintes mécaniques dans les ouvrages d'art" Thèse de doctorat présentée devant l'université de Saint-Etienne (1994).

MODÉLISATION DU CIRCUIT OPTOÉLECTRONIQUE DU SSOC

par André Delâge, Institut des Sciences
des Microstructures, CNRC, Ottawa, Ont.

1. Introduction

L'intégration d'un circuit optoélectronique est basée essentiellement sur les principes d'optique guidée. Un circuit complexe peut être représenté par une permittivité variable dans l'espace: $\epsilon(x,y,z)$, où z désigne la direction de propagation, x , la dimension latérale et y la profondeur; à toutes fins pratiques, lorsqu'on considère plusieurs composants intégrés sur une même pastille, on ne peut espérer avoir mieux qu'une symétrie latérale. En principe, on doit solutionner les équations de Maxwell pour la structure entière, mais vu la complexité de la tâche et l'impossibilité d'obtenir des solutions analytiques à cette échelle, on doit considérer toutes les approximations pertinentes; c'est-à-dire, toute solution suffisamment approchée de la solution exacte pour garder ses propriétés de prédictions.

La première étape consiste à isoler les différentes parties du circuit et à étudier par la suite le couplage possible entre elles au moyen de méthodes analytiques ou numériques comme la méthode des modes couplés (1) ou la méthode BPM (2). Dans bien des cas on peut utiliser ensuite la méthode des indices effectifs (MIE) (3) qui permet de réduire un problème réel à un problème à deux dimensions $\epsilon(x,z)$, ou à une seule dimension si la structure reste fixe lors de la propagation. Elle s'est avérée fort utile et très efficace lors de l'étude du circuit du SSOC (Solid State Optoelectronic Consortium); il faut cependant être en mesure de bien en limiter son domaine de validité. Nous avons pu établir la justesse de cette approche en calculant la solution de la composante magnétique H_y de l'équation vectorielle par une méthode aux différences finies (4). Une fois exprimée en une ou deux dimensions on peut modéliser efficacement des structures multicouches (5), des guides courbes (6,7) et des problèmes de couplage ou de propagation en utilisant des méthodes conventionnelles et très efficaces de propagation de l'équation de Fresnel en deux dimensions.

2. Le circuit du SSOC.

Le circuit que nous avons construit au CNRC est un circuit élémentaire de communication utilisant le multiplexage en longueur d'onde. Il comprend un transmetteur et un récepteur qui sont représentés schématiquement à la figure 1. Le transmetteur est constitué de huit diodes lasers contenant un puits quantique d'InGaAs syntonisées à des longueurs d'ondes légèrement différentes par des réflecteurs à réseaux, autour de la valeur nominale de $1 \mu\text{m}$; ces dernières diffèrent les unes des autres par 1 ou 2 nm dans les circuits que nous avons fabriqués. Cette valeur est suffisamment grande pour qu'elle puisse être séparée par la suite dans le récepteur mais aussi assez petite pour que chaque canal se comporte comme la longueur d'onde nominale. Les signaux des huit lasers sont amenés par un circuit de collection, composé de segments de guides circulaires et droits, à un coupleur qui a pour fonction de les injecter dans un seul canal qui alimentera

éventuellement une fibre optique.

Le récepteur doit effectuer le démultiplexage en longueur d'onde du signal d'entrée en adressant au détecteur correspondant le train d'impulsions d'une longueur d'onde donnée. Ce démultiplexage est assuré par un spectromètre à réseau intégré dans le circuit. Le réseau miniature est circulaire pour focaliser le faisceau en même temps que le disperser en ses différentes composantes; son rayon est de 6mm et il est défini sur quelques 10 degrés d'arc. Dans le schéma de la figure 1b, le canal central est le canal d'entrée; le signal venant de la gauche y est acheminé pour être injecté dans l'espace de glissement qui le sépare du réseau. Le signal se propage à l'intérieur d'un cône de $\pm 5^\circ$ latéralement mais est complètement guidé dans la direction perpendiculaire. Le réseau focalise ce signal sur les entrées des canaux de sorties qui sont disposées sur la circonférence du cercle de Rowland dont le diamètre est égal au rayon de courbure du miroir et qui lui est tangent sur l'axe optique (ligne droite qui continue le canal d'entrée). Les signaux sont ensuite guidés vers leur détecteur respectif. Au niveau du détecteur le circuit comprend deux guides superposés dont un est en InGaAs donc très absorbant puisque c'est le matériau qui a servi à produire l'émission laser; comme le circuit est fait à partir de la même croissance par épitaxie par jets moléculaires (EJM), on doit soit faire une re-croissance sélective au niveau du détecteur soit enlever par gravure toute la couche absorbante obtenue lors d'une première croissance, excepté où elle est désirée.

3. Solution modale.

La structure fondamentale du transmetteur est constituée d'une diode laser en AlGaAs, contenant deux régions de confinement à gradient d'indice et un puits quantique d'InGaAs donnant une émission à une longueur d'onde voisine de $1\ \mu\text{m}$. Dans un tel circuit fabriqué dans un matériau obtenu par une croissance épitaxiale, suivie d'une gravure, toutes les parties d'un circuit partagent la même structure fondamentale qui se retrouve aussi bien au niveau des lasers que des autres éléments du coupleur. Pour être monomode, la structure multicouche de la pastille non gravée ne doit supporter qu'un seul mode; cette structure peut être facilement modélisée par les logiciels multicouches en une dimension (5) et le résultat est présenté à la figure 2a; évidemment on doit n'avoir aussi qu'un seul mode latéral en contrôlant la largeur du ruban et la profondeur de gravure. La méthode des indices effectifs permet de construire rapidement une série de courbes qui donnent le seuil de coupure des modes latéraux; ces seuils sont présentés à la figure 2b. D'après ces courbes, un circuit constitué par des guides d'une largeur de $3\ \mu\text{m}$ ne doit pas être gravé à une profondeur de plus de $1,50\ \mu\text{m}$ pour demeurer monomode. Les prédictions de la figure 2 sont confirmées en les comparant pour quelques points avec une solution 'numériquement plus exacte' des équations de Maxwell obtenues par la méthode des différences finies (4).

Localement, dans les différentes parties d'une structure non-magnétique (excluant les régions de transition brusque), les équations de Maxwell pour chacune des composantes peuvent prendre la forme suivante, lorsque l'indice de réfraction peut varier uniquement selon la profondeur:

$$(\nabla_{\perp}^2 + k^2 n^2 - \beta^2) \cdot E_x = -\frac{\partial E_y}{\partial x} \cdot \frac{\partial}{\partial y} \ln \epsilon \quad [1]$$

$$(\nabla_{\perp}^2 + k^2 n^2 - \beta^2) \cdot E_y = -\frac{\partial E_x}{\partial y} \cdot \frac{\partial}{\partial y} \ln \epsilon + E_y \frac{\partial^2}{\partial y^2} \ln \epsilon \quad [2]$$

$$(\nabla_{\perp}^2 + k^2 n^2 - \beta^2) \cdot E_z = +j \beta E_y \frac{\partial}{\partial y} \ln \epsilon \quad [3]$$

$$(\nabla_{\perp}^2 + k^2 n^2 - \beta^2) \cdot H_x = \left(\frac{\partial H_x}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial x} \right) \cdot \frac{\partial}{\partial y} \ln \epsilon \quad [4]$$

$$(\nabla_{\perp}^2 + k^2 n^2 - \beta^2) \cdot H_y = 0 \quad [5]$$

$$(\nabla_{\perp}^2 + k^2 n^2 - \beta^2) \cdot H_z = \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} + j \beta H_y \right) \cdot \frac{\partial}{\partial y} \ln \epsilon \quad [6]$$

Contrairement aux composantes électriques du champ, les composantes magnétiques sont continues et donc très appropriées pour être solutionnées par différences finies. De plus on remarque que les équations magnétiques peuvent fournir aisément les deux conditions de polarisation quasi-TM et quasi-TE du circuit. La première est donnée par $H_y = 0$, $H_x \neq 0$ tandis que la seconde, qui est celle favorisée dans les lasers semi-conducteurs que nous avons fabriqués, correspond à $H_y \neq 0$, H_x et H_z petits car les équations [4] et [6] contiennent un terme de source dû à H_y dans la région de gradient d'indice. L'équation [5] correspond à l'équation scalaire, ce qui signifie que la solution de l'équation scalaire est applicable à H_y dans les régions où l'indice varie avec la profondeur et applicable à toutes les autres composantes dans les régions d'indice constant (où $\ln \epsilon$ ne varie pas). Les approches de solution numérique par différences finies permettent d'appliquer la bonne équation aux différentes régions et les relier entre elles par les conditions aux limites appropriées (6b). Le problème est aussi facilité par le fait que l'équation [5] n'est pas couplé aux autres composantes du champ.

A la figure 3, nous comparons la solution H_y (en trait continue) avec la solution de l'équation scalaire (en tirets) pour une structure dans laquelle nous avons remplacé les régions à gradient d'indice et du puits par une région unique à indice fixe dont la valeur de l'indice et l'épaisseur ont été optimisés par régression linéaire pour donner un profil du champ le plus près possible du champ réel, tout en gardant invariante la constante de propagation. Cette structure optimisée est beaucoup plus facile à manipuler et sera utilisée par la suite pour décrire le comportement du champ optique à travers le circuit et pour vérifier la validité de la méthode des indices effectifs. Les figures 4a et 4b présentent le mode le plus élevé pour les points indiqués par A et B sur la figure 2b. Sur la figure 4b, la présence d'un maximum très de la position horizontale de la paroi du guide montre bien que ce mode est près du seuil de coupure comme l'indique la figure 2b. Le tableau 1 présente les valeurs des constantes de propagations pour les différents modes obtenues par la MIE et les calculs par différences finies pour des largeurs de ruban de 3, 4 et 5 μm et trois profondeurs de gravure h_3 , h_4 et h_5 correspondant au seuil de coupure du second mode latéral pour chacune de ces largeurs.

4. Le coupleur

La fonction du coupleur est d'amener le signal des huit lasers à la fibre optique de sortie de la façon la plus efficace possible. Comme les guides sont monomodes, leur combinaison deux à deux mène à une perte d'insertion de 9dB, soit une perte de 50% à chaque jonction. Cette approche implique aussi de très longues distances de propagation car les angles permis ne doivent pas dépasser une fraction de degré. Dans le design que nous avons retenu, nous utilisons des guides circulaires pour amener les signaux près du canal de sortie pour ensuite les y injecter à travers un espace de glissement juste avant qu'ils ne viennent se coupler entre eux. Nous avons étudié le comportement de notre guide équivalent lorsqu'il avait la forme d'un arc de cercle. Quand le guide est courbé, le profil latéral de son mode est déplacé vers la paroi extérieure et a tendance à s'amincir (réf. 6a). Ici encore, nous avons utilisé la solution aux différences finies pour calculer le déplacement et l'amincissement en fonction de la courbure. De plus, les pertes par radiation peuvent être évaluées en utilisant la méthode des indices effectifs. Nous avons démontré que l'équation d'onde scalaire en coordonnées cylindriques était équivalente à l'équation scalaire en coordonnées cartésiennes dans laquelle les indices de réfraction variaient de façon linéaire avec le rayon de courbure(6a). La structure monomode d'une largeur de $3\text{ }\mu\text{m}$ ne peut garder son mode pour un rayon de courbure inférieur à environ 1,8 mm; on doit donc augmenter la profondeur de gravure sur ce rayon extérieur pour s'assurer que le mode est transmis adéquatement. De plus la transition entre les parties droites et courbes est optimisée en déplaçant les guides de façon à s'harmoniser avec le déplacement du maximum d'intensité du profil du modal.

La modélisation de l'injection du coupleur a exigé de nombreux calculs de propagation afin d'équilibrer le poids de la contribution de chacun des canaux; la meilleure performance que nous avons pu obtenir est un transfert d'intensité lumineuse de $12\% \pm 1\%$; ce qui est égal aux 9dB du couplage des guides deux à deux.

5. Le circuit de réception

Sur la même pastille, nous avons à intégrer les deux parties qui constituent le récepteur: le démultiplexeur et les détecteurs(8). La structure en profondeur de ce circuit est relativement simple; comme on le voit à la figure 5. Elle comprend une couche guidante d'arséniure de gallium doublée d'une couche absorbante d'InGaAs dans la région des détecteurs; par contre la lithographie de cette région est très exigeante à cause de la présence du réseau dont la qualité affecte directement l'efficacité de la détection.

Le démultiplexage est obtenu par un réseau circulaire qui en plus de séparer les signaux en longueur d'onde, les focalise sur l'entrée des guides de sortie où ils sont amenés par la suite à leur détecteur respectif. Pour avoir la résolution spatiale nécessaire, le réseau est gravé par lithographie en exposant la résine (PMMA) par un faisceau d'ions focalisé (FIB) dont les déplacements relatifs sont contrôlés avec grande précision. La position de chaque canal de sortie est calculée par optique géométrique en fonction des paramètres suivants: l'indice effectif à un λ donné, l'ordre, le pas et la dimension du réseau. Nous sommes en train de mettre au point un modèle utilisant un faisceau gaussien qui permet d'effectuer efficacement le calcul de diffraction et de déterminer la grosseur de la tache produite sur l'entrée des canaux de sortie dans le but d'améliorer l'immunité entre les canaux.

6. Les détecteurs

Les signaux sont amenés par la suite au moyen de canaux circulaires ayant les mêmes caractéristiques que ceux du transmetteur aux détecteurs métal-semiconducteur-métal (MSM). Ceux-ci sont constitués de deux couches couplées par l'onde évanescence (figure 5); ainsi le signal qui parvient dans la couche de GaAs est transféré progressivement dans la couche d'InGaAs où se fait la production d'électrons-trous. Ses derniers contribuent au photo-courant qui est détecté par les électrodes situées juste au dessus de la couche absorbante; ces électrodes sont constituées d'un réseau de contacts Schottky entrelacés.

La modélisation de cette partie du circuit utilise un logiciel qui trouve la solution des équations de Maxwell pour une structure multicouche uni-dimensionnelle; on peut ainsi calculer les paramètres géométriques qui permettront un transfert adéquat du signal pour les longueurs de détecteurs limités à 200 μm . Les valeurs ainsi déterminées sont ensuite confirmées par BPM en deux ou trois dimensions selon la précision désirée.

Les efficacités de conversion obtenues au niveau de ces détecteurs sont de l'ordre de 10%; c'est-à-dire que la puissance électrique qui y est détectée est environ 10% de celle injectée dans le récepteur sous forme lumineuse pour fin de test. L'étude des facteurs qui déterminent cette efficacité dépasse cependant le domaine de l'optique guidée et ne sera pas considérée dans cet exposé.

7. Conclusion

Nous avons démontré comment ont été modélisées au point de vue de l'optique guidée les différentes parties du circuit du SSOC, et présenté la solution de quelques problèmes d'intégration d'un circuit optoélectronique élémentaire de communication. L'utilisation de structures équivalentes s'imposent vu la complexité du système; mais si ces approximations sont adéquates et justifiées par des méthodes plus précises elles s'avèrent une avenue très efficace pour solutionner les problèmes courants d'optique guidée comme le démontre le succès du programme du SSOC. Ce travail est le fruit d'une collaboration étroite entre les membres de plusieurs groupes de l'Institut des Sciences des Microstructures sans laquelle la solution de problèmes élémentaires d'optique guidée n'auraient pas la même valeur ni le même intérêt. Je tiens donc à reconnaître les contributions de mes collègues: F. Chatenoud pour les croissances par EJM et le design de lasers, M. Fallahi pour le design du récepteur et la microfabrication, I. Templeton pour les travaux reliés à la sonde ionique, K.A. McGreer, A. Neophitou et E. Koteles pour les concepts d'intégration, R. Barber et G. Champion pour leur assistance technique. Mes collaboratrices K. Vineberg du Centre de Recherches en Communication et E. Rainville (programme WISE) ont contribué directement à la modélisation. Le programme de modélisation est une partie intégrante et indispensable du cycle de fabrication d'un circuit optoélectronique; en plus de pouvoir contribuer à sauver quelques cycles d'essais et de réajustements qui sont très coûteux vu les nombreuses et délicates étapes de fabrication, il améliore considérablement notre compréhension des circuits optoélectroniques.

8. Références

1. D. Marcuse, Theory of Dielectric Optical Waveguides, Academic Press, Boston 1991, Chapitres 3 à 7.
2. D. Yevick et B. Hermanson 1989 Electron. Lett. 25, 461
M.D. Feit et J.A. Fleck 1990 J. Opt. Soc. Am. A 7, 73
3. H. Kogelnik Theory of dielectric Waveguides dans "Integrated Optics", éd. par T. Tamir. Springer-Verlag, New-York, 1975.
4. K. Vineberg et A. Delâge 1991, Solution of the wave Equation Incorporating a Variable Index of refraction, Conference of the Optical Society of America (OSA), San Jose, CA, novembre 1991.
5. H. Kogelnik dans "Guided-Waves Optoelectronic", éd par T. Tamir. Springer-Verlag, New-York, 1988.
6. A. Delâge, K.A. McGreer et E. Rainville 1992 Can. J. Phys. 70, 1092
A. Delâge 1991 Can. J. Phys. 69, 512.
7. M.K. Smit, e.C.M. Pennings et H. Block 1994 J. Lightwave Technol. 11, 1737.
8. M. Fallahi, K.A. McGreer, A. Delâge, I.M. Templeton, F. Chatenoud et R. Barber, 1993, IEEE Photon. Technol. Lett. 5 no 7, p.794

Liste des figures:

1. Schéma du transmetteur(a) et du récepteur(b) réalisés dans le cadre du programme du SSOC.
2. Structure en profondeur du transmetteur (a) et (b): seuils de coupure des modes latéraux obtenus par la méthode des indices effectifs pour la structure du transmetteur.
3. Comparaison entre la solution de H_y et le champ résultant de l'équation d'onde scalaire.
4. Mode supérieur obtenus par différences finies; (a) et (b) correspondent aux paramètres représentés par les points A et B respectivement de la figure 2b.
5. Structure et profil des modes dans le récepteur: à droite, au niveau du réseau et des guides droits, à gauche les deux modes symétrique et antisymétrique des détecteurs.

Tableau 1. Constantes de propagations obtenues par la méthode des indices effectifs et par notre approche par différences finies. La deuxième valeur est celle du second mode latéral. W est la largeur du guide et les h sont les profondeurs de gravure définies sur la figure 2b.

	Indice Effectif			Différences Finies		
W	3 μm	4 μm	5 μm	3 μm	4 μm	5 μm
h_3	3.23618	3.23663 3.23399	3.23691 3.23476	3.23633	3.23686 3.2341	3.2371 3.23496
h_4	3.23656	3.23685	3.23705 3.23551	3.23666	3.23706	3.23729 3.2357
h_5	3.23683	3.23702	3.23716	3.23665	3.23703	3.23721

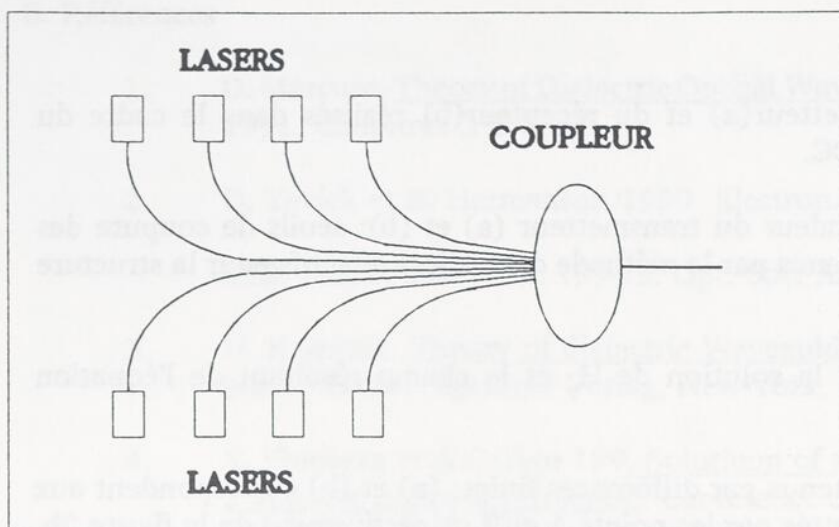


FIGURE 1a

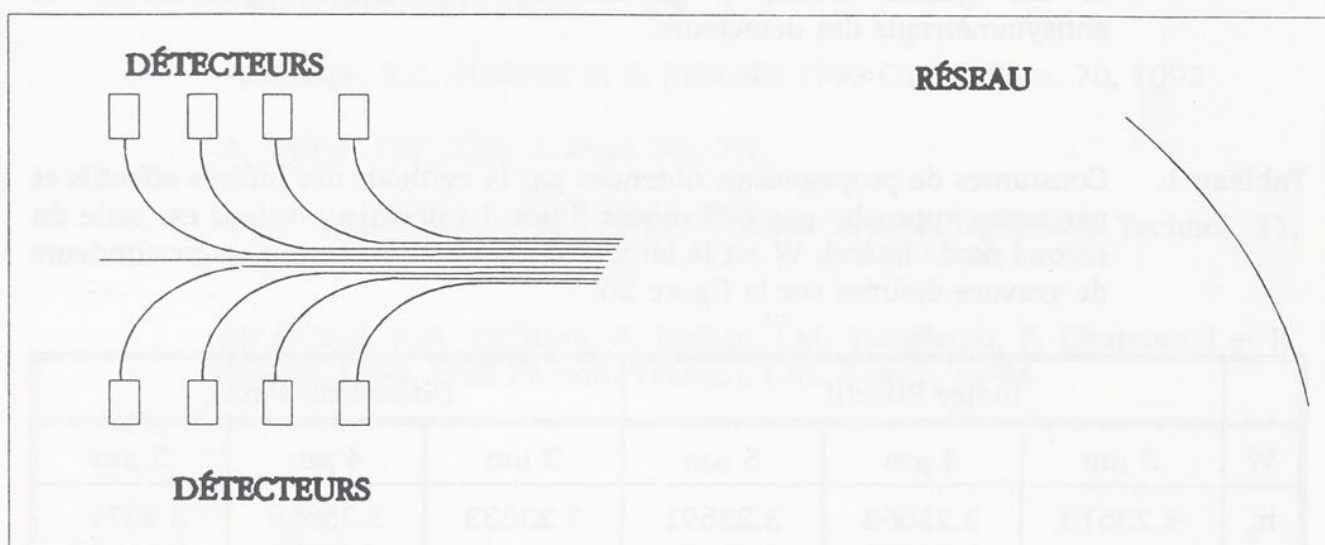


FIGURE 1b

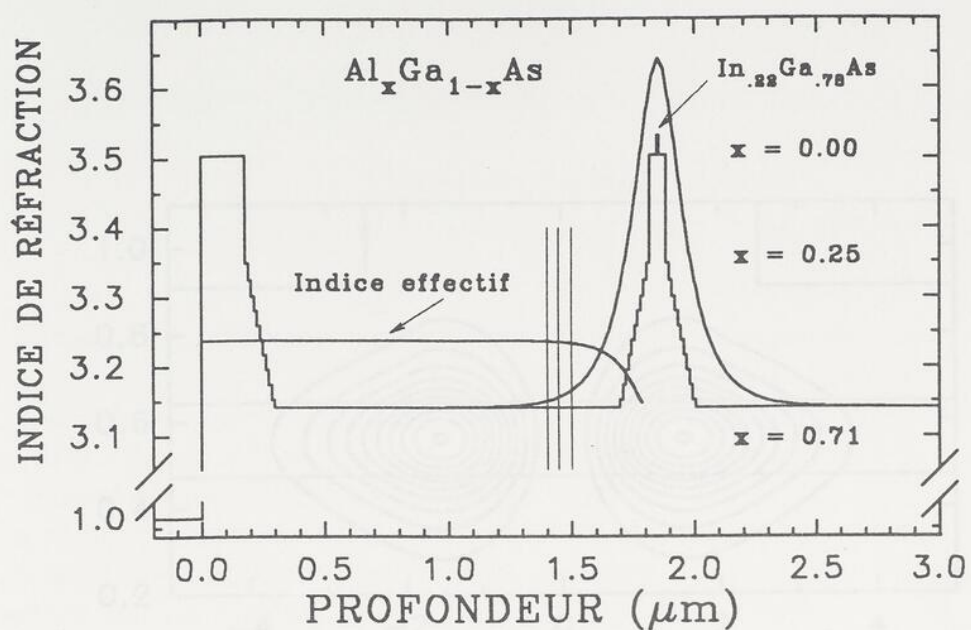


FIGURE 2a

SEUIL DE COUPURE DES MODES SUPÉRIEURS

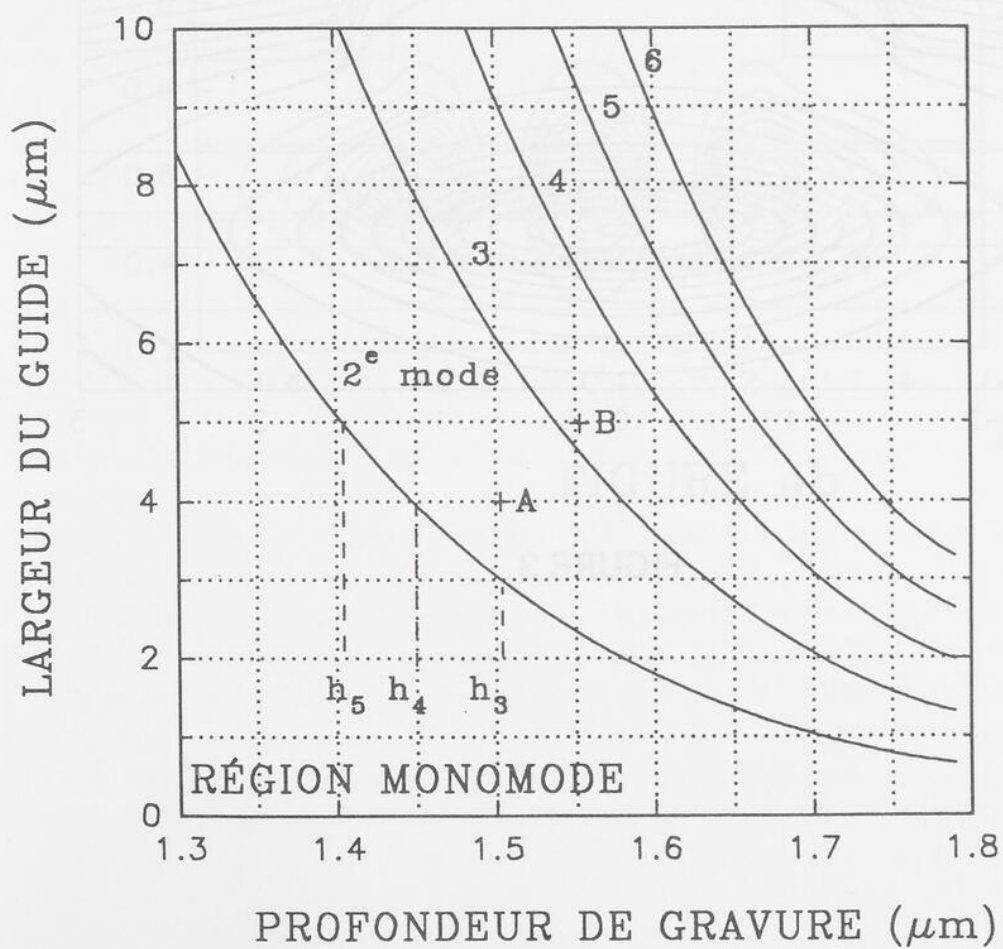


FIGURE 2b

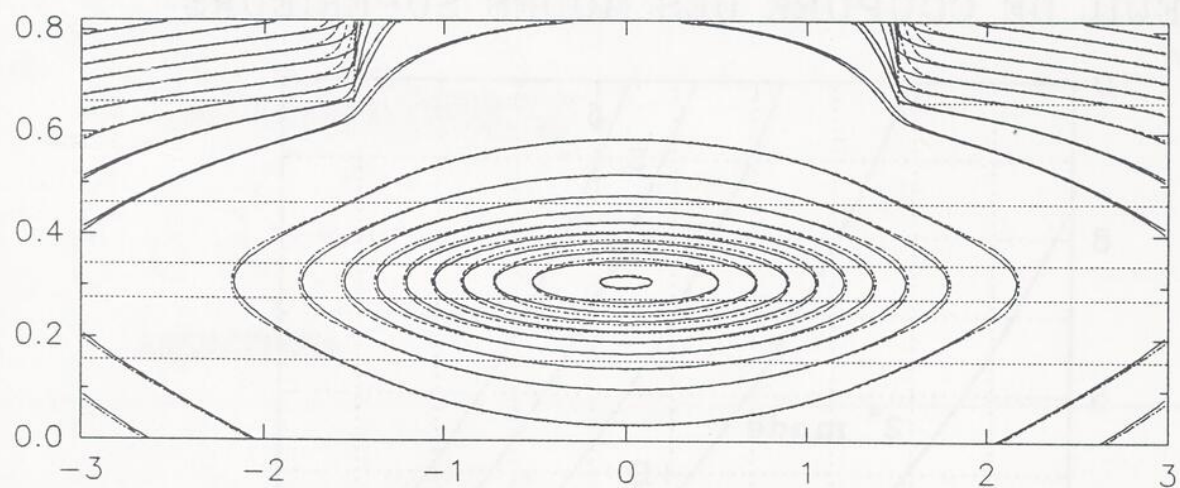


FIGURE 3

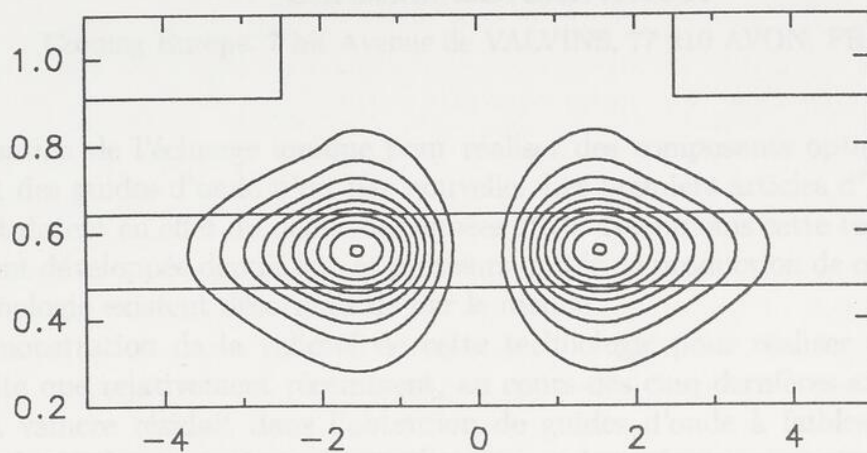


FIGURE 4a

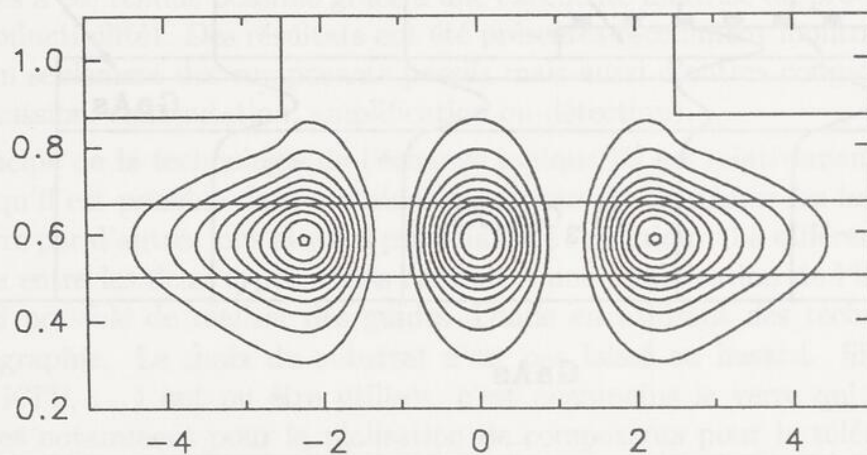


FIGURE 4b

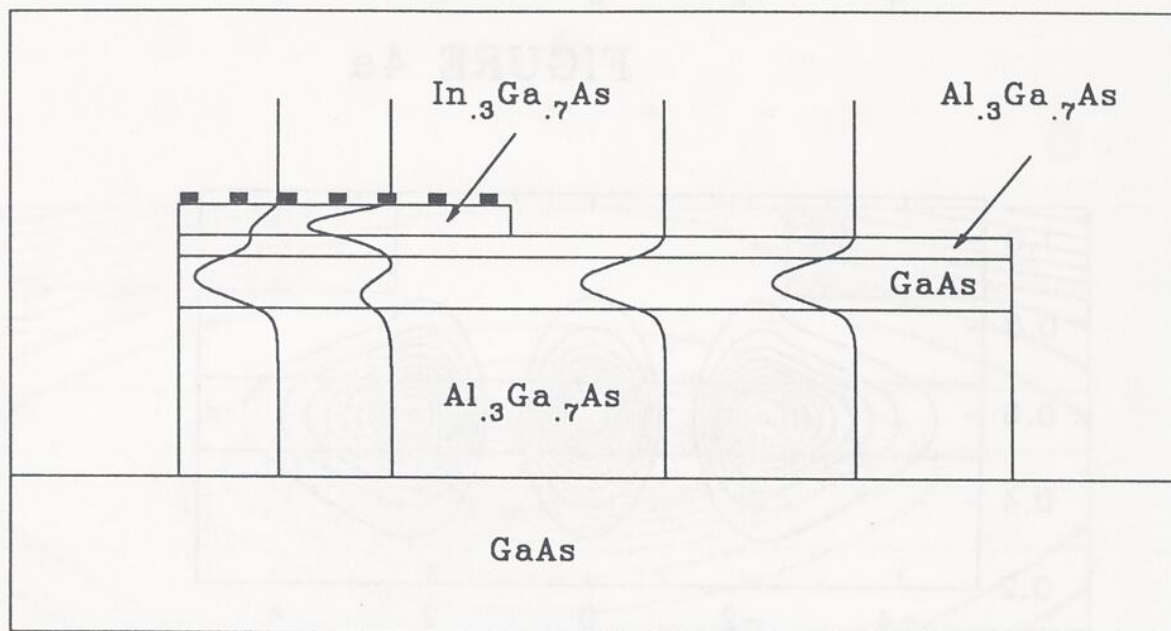


FIGURE 5

Composants d'optique intégrée réalisés par échange ionique

Christian LERMINIAUX

Corning Europe, 7 bis Avenue de VALVINS, 77 210 AVON, FRANCE

L'utilisation de l'échange ionique pour réaliser des composants optiques et plus particulièrement des guides d'onde n'est pas nouvelle. Les premiers articles d'Izawa et Nagakome sur le sujet datent en effet du début des années 1970. Néanmoins cette technologie a été continuellement développée depuis lors et plusieurs unités de production de composants utilisant cette technologie existent désormais de par le monde.

La démonstration de la validité de cette technologie pour réaliser de tels composants n'a été faite que relativement récemment, au cours des cinq dernières années. Le principal obstacle à vaincre résidait dans l'obtention de guides d'onde à faibles pertes : quelques centièmes de décibels par centimètre. Ceci n'a pu être obtenu que par une compréhension fine des mécanismes physico-chimiques de l'échange ionique et une bonne connaissance des propriétés du verre utilisé. Le développement d'outils de caractérisation adéquats a par conséquent été lui aussi nécessaire. Ensuite, la réalisation de composants de plus en plus sophistiqués a été rendue possible grâce à une excellente maîtrise du procédé utilisé (et donc de sa reproductibilité). Des résultats ont été présentés récemment montrant la possibilité de réaliser non seulement des composants passifs mais aussi d'autres comportant des fonctions actives (émission, commutation, amplification ou détection).

Le principe de la technologie de l'échange ionique [1] est relativement simple : il repose sur l'idée qu'il est possible dans certaines conditions de remplacer les ions alcalins présents dans le verre par d'autres ions alcalins provenant de l'extérieur. La différence de polarisabilité et de taille entre les deux types d'ions conduit à une modification de l'indice de réfraction. Il est ainsi possible de réaliser des guides d'onde en utilisant des techniques standard de photolithographie. Le choix du substrat n'est pas laissé au hasard. Si différents cristaux (LiNbO_3 , KTP, ...) ont pu être utilisés, c'est néanmoins le verre qui offre de meilleures perspectives notamment pour la réalisation de composants pour la télécommunication par fibre optique. En effet, le substrat de verre offre des propriétés très similaires à celles de la fibre en ce qui concerne la transparence et la stabilité physique. De plus, son indice de réfraction peut être choisi très proche de celui de la silice. Enfin, c'est un substrat bon marché qui autorise à l'échelle du "wafer" la fabrication à bas coût. Les verres utilisés sont généralement des verres d'oxyde : phosphates ou silicates. Ils doivent avoir une concentration molaire d'alcalins (généralement potassium ou sodium) supérieur à 10%. En ce qui concerne le choix du type d'ions utilisé pour la modification de l'indice de réfraction, tout dépend de la modification désirée (argent et thallium donnent les plus fortes variations), de la stabilité chimique recherchée (la réduction de l'argent est un phénomène qui peut se produire si la matrice de base n'a pas été optimisée en conséquence, et donner ainsi lieu à des pertes par diffusion), et enfin du niveau de contraintes acceptable lors de la réalisation du guide pouvant

donner lieu à de fortes sensibilités à la polarisation (le potassium peut donner naissance à de tels effets).

La description du procédé [2] peut se résumer en cinq étapes :

1. Réalisation d'un masque maître comportant les dessins optiques permettant la réalisation des fonctions recherchées. Ce dessin peut être optimisé par l'utilisation de différents logiciels de simulation.
2. Dépôt du masque sur chaque substrat ("wafer") par procédé de photolithographie.
3. Échange ionique à travers les ouvertures du masque, échange qui peut se faire soit en phase solide, soit en phase liquide et à une température proche du T_g du verre. Là encore, il est possible de modéliser par logiciel la loi de la diffusion afin de prédéterminer les paramètres expérimentaux permettant l'obtention du profil recherché.
4. Rediffusion du profil d'indice obtenu pour permettre d'"arrondir" le guide d'onde et au besoin de l'enterrer. Cette étape peut se faire éventuellement avec l'aide d'un champ électrique permettant de jouer sur la différence de mobilité électrique des ions.
5. Attachement ("pigtailling") des fibres et mise en boîtier.

La caractérisation des guides d'onde obtenus fait appel à différents moyens aussi bien physico-chimiques qu'optiques. Le profil de concentration d'alcalins formant le guide d'onde peut être obtenu par microscopie électronique à balayage.

Le profil d'indice lui-même peut être obtenu par des méthodes de champ proche réfracté analogues à celles développées pour les mesures de profil de fibre optique. Il peut aussi, s'il s'agit d'un guide plan, être obtenu par la méthode des " m -lines". Il s'agit de déterminer tous les angles d'incidence de la lumière qui permettent un couplage par prisme dans le guide plan. La déduction du profil d'indice est alors donnée par des méthodes numériques du type "WKB" inverse.

La longueur d'onde de coupure du deuxième mode peut être mesurée par des méthodes purement optiques en tentant d'exciter le deuxième mode à l'entrée du guide et en observant l'évolution du profil de pertes lorsqu'on balaye en longueur d'onde.

La répartition transverse de lumière ("mode") se mesure grâce à la visualisation du champ proche en sortie du guide. Un traitement numérique de l'image et sa comparaison avec le profil de mode d'une fibre permettent de prédire les pertes de "couplage" qui seront occasionnées par la mésadaptation des deux profils lors de la jonction avec des fibres.

Enfin, les pertes de propagation dans le guide d'onde peuvent être évaluées par une mesure de perte d'insertion fibre à fibre et après soustraction des pertes de "couplage" évoquées plus haut.

Une fois connues les principales caractéristiques des guides réalisés, il revient au chercheur de concevoir les composants. Il peut, pour ce faire, s'aider de plusieurs outils. La théorie des modes couplés, d'un maniement simple, permet de concevoir des composants sans avoir recours à de quelconques méthodes numériques. Plus utilisée sans doute, mais d'un maniement

délicat quant à l'interprétation des résultats, la "Méthode du Faisceau Propagé" (BPM) qui est une résolution numérique pas à pas de l'équation de Fresnel scalaire, permet la conception de structures plus complexes.

Les principales fonctions réalisées en optique intégrée sont décrites ci-après. Nous avons restreint notre domaine aux composants monomodes qui présentent le plus grand intérêt.

La première structure, utilisée pour la plupart des composants $1 \times N$ (un signal lumineux divisé en N parties égales), est la jonction Y. Le guide d'entrée se sépare adiabatiquement en deux guides identiques à lui-même. La difficulté principale réside dans le contrôle de cette adiabaticité afin de ne pas exciter le second mode. Les meilleurs composants réalisés à ce jour ont des pertes d'excès dues à cette jonction inférieures à 0,1 dB et une uniformité entre les ports égale ou inférieure à 0,05 dB. Le principal avantage de cette structure en revanche réside en son inhérente achromaticité et donc son comportement identique dans les deux fenêtres de transmission ($1,31 \pm 0,05 \mu\text{m}$ et $1,53 \pm 0,05 \mu\text{m}$).

Il est ensuite possible de mettre en série plusieurs jonctions de ce type afin de réaliser des composants 1×4 , 1×8 , 1×16 et 1×32 [3]. A titre d'exemple, des composants 1×32 , dont l'utilisation est envisageable notamment dans les réseaux optiques passifs tels que ceux actuellement développés en Europe, ont pu être réalisés avec un niveau de pertes maximales de 16,5 dB [4].

Les coupleurs directionnels sont un autre type de structure couramment utilisée en optique intégrée. Ils peuvent permettre de réaliser des fonctions de démultiplexage en longueur d'onde. Les principaux paramètres à contrôler sont les indices effectifs des guides couplés ainsi que la géométrie de la zone d'interaction : distance entre guides et longueur d'interaction. Si la stabilité du procédé est critique en ce qui concerne les premiers paramètres, la précision de la lithographie est le critère important pour les seconds. Or, celle-ci est actuellement largement suffisante pour permettre de réaliser de façon reproductible et sans contrôle durant ou après le processus de fabrication, des composants sur "wafer" en grand nombre. Ont été ainsi réalisés des multiplexeurs/démultiplexeurs permettant de combiner ou séparer des signaux de deux fenêtres optiques différentes : $1,3 \mu\text{m}$ et $1,53 \mu\text{m}$ [5], ou même, pompe et signal dans les amplificateurs optiques ($1,48 \mu\text{m} / 1,53 \mu\text{m}$). Là encore, l'optique intégrée permet d'augmenter, à la demande, les isolations entre canaux en cascade le nombre de coupleurs par proximité nécessaire sur le même dessin de composant. Il est aussi possible d'imaginer l'utilisation à la fois de coupleurs par proximité et de jonctions Y afin de constituer un composant d'émission/réception utilisable pour la connexion de l'abonné à domicile.

Néanmoins, lorsque la séparation entre les longueurs d'onde à démultiplexer devient inférieure à 20 nm, il devient difficile d'utiliser des structures de couplage par proximité. Des structures interférométriques du type Mach-Zehnder peuvent permettre des résolutions en longueur d'onde de l'ordre du nanomètre. Pour ce genre de structure, la résolution de la photolithographie est alors essentielle. Il est en effet nécessaire de contrôler la différence de chemin optique à mieux que 0,2 microns. Récemment, un démultiplexeur de 8 canaux séparés de 2 nanomètres a été réalisé par CORNING EUROPE dans le cadre du projet européen RACE MUNDI (Multiplexed Network for Distributive and Interactive Services).

Le niveau de perte moyen s'établit à 6 dB et l'isolation moyenne est de 12 dB. Toutefois cette dernière peut être encore améliorée par l'adjonction sur le design d'un étage de filtrage supplémentaire.

Enfin, depuis deux ou trois ans, l'échange ionique est aussi utilisé pour la réalisation de composants actifs. Les premières structures envisagées ont été les lasers prenant notamment comme référence le développement de verres pour les lasers solides. Le dopage au néodyme pour les longueurs d'onde $1,06\ \mu\text{m}$ et $1,31\ \mu\text{m}$, ou à l'erbium pour la fenêtre autour de $1,55\ \mu\text{m}$ ont été envisagés. Plus ambitieuse, la fabrication d'amplificateurs optiques présente aussi un grand intérêt et ce d'autant plus que l'optique intégrée permettrait d'associer cet effet d'amplification à d'autres fonctions (démultiplexage, division de puissance, etc.) [6]. Un projet associant notamment AT&T-NV, Deutsche Telekom, l'Université de Southampton et CORNING EUROPE se déroule actuellement sur ce sujet.

Par ailleurs, d'autres réalisations de composants ont été publiées. Ainsi, le dépôt d'un détecteur semi-conducteur sur un guide d'onde réalisé par échange ionique a été démontré par des chercheurs de BELLCORE [7]. De même, la possibilité de commuter ou de moduler la lumière par effet thermo-optique a-t-elle été utilisée pour la réalisation de capteurs de déplacement.

Ce panorama a donc permis de décrire la technologie d'échange ionique et sa capacité à développer des composants de plus en plus sophistiqués. Par ailleurs, son potentiel en terme de coût de fabrication est suffisamment attrayant pour que plusieurs sociétés de par le monde aient décidé de se doter d'unités de production : on peut ainsi citer IOT en Allemagne, CORNING en France, etc.

REFERENCES

- [1] T. Findakly, *Opt. Eng.*, 24, 244 (1985).
- [2] J. Albert, "Glass Waveguide Fabrication Technology: A Review," in *OSA Annual Meeting*, OSA Technical Digest Series, 1990.
- [3] J. W. Grissom, F. Jean, M. McCourt, T. Dannoux, J. L. Malinge, and C. Lermينياux, "Single Mode Branching Devices for fiber in the Loop Network," in *SPIE OE/Fibers'91-fiber Networks for Telephoning and CATV*, 1991.
- [4] T. Dannoux et coll. présenté à OPTO 94.
- [5] A. Tervonen, P. Pöyhönen, S. Honkanen, and M. Tahkokorpi, "A Guided-Wave Mach-Zehnder Interferometer Structure for Wavelength Multiplexing," *Photonics Technol. Lett.*, vol. 3 (6), pp. 516-518, 1991.
- [6] D. Troughet, A. Béguin, P. Laborde, and C. Lermينياux, "Er³⁺ Glass Waveguide Amplifier Using the Ion Exchange Technique," in *OFC/IOOC*, San Jose, CA, 1993.
- [7] A. Yi Yan, et coll., "Grafted GaAs detectore on Lithium Niobate and Glass Optical Waveguides," *Photonics Techn. Lett.*, vol. 1 (11), pp. 379-380, 1989.

Coupleurs en étoile tout fibre insensibles en longueur d'onde

François Gonthier

Canstar, Alcatel Câbles Canada
1405, Denison Steet, Markham (Ontario), L3R 5V2

Les coupleurs en étoile tout fibre sont le plus souvent utilisés comme séparateurs de puissance d'une fibre d'entrée vers 3 ou 4 fibres de sortie. Ces composants sont amenés à jouer un rôle important dans les réseaux de distribution de signaux par fibres optiques. Les coupleurs sont réalisés en fusionnant latéralement des fibres optiques unimodales. L'équipartition de la puissance entre les branches de sortie est facilement réalisable à une longueur d'onde en choisissant la bonne disposition spatiale des fibres. Cependant, la réalisation de coupleurs équipartiteurs à plusieurs longueurs d'onde (en particulier dans les bandes autour de 1,3 et 1,55 μm) n'est pas aussi évidente.

L'approche habituellement considérée pour réaliser les coupleurs en étoile une fibre vers N fibres est de disposer $N - 1$ fibres autour d'une fibre centrale. Cette géométrie permet facilement de réaliser les coupleurs 1×3 à 1×7 [1]. Nous nous intéressons plus particulièrement au coupleur 1×4 qui, dans la géométrie mentionnée ci-dessus, prend la forme illustrée à la figure 1. Bien que nous ne discuterons que de ce cas, des raisonnements similaires sont applicables aux autres géométries de ce types.

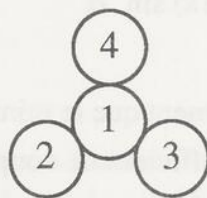


Figure 1: Coupleur 1×4 dans une disposition en triangle.

Pour une excitation à l'entrée dans la fibre centrale, l'analyse classique de cette géométrie par les équations couplées prédit une transmission P_1 dans la branche centrale et $P_2 = P_3 = P_4$ dans les fibres extérieures [2]

$$\begin{aligned} P_1 &= \cos^2 \alpha \\ P_2 = P_3 = P_4 &= \frac{1}{3} \sin^2 \alpha \end{aligned} \quad (1)$$

où α est le déphasage accumulé entre le premier et le deuxième mode symétrique du coupleur (que nous nommons LP_{01} et LP_{02} par analogie aux modes de la fibre optique).

Cette réponse sinusoïdale de la transmission est donc le résultat d'un battement entre deux modes de la structure fusionnée qui ont la même symétrie. La théorie prédit donc que si le coupleur est assez long ($\alpha > \pi$), il y a échange complet de puissance entre la fibre central et les fibres extérieures. Expérimentalement cependant, on note que selon le degré de fusion et la procédure d'étirage, ce minimum n'est pas nul. Pour expliquer ce phénomène, il faut modifier le modèle simple pour tenir compte d'un couplage entre les modes du coupleur (ou supermodes).

En effet, l'étude de fibres effilées nous a révélé que si les pentes du profil longitudinal d'une fibre effilée sont trop grandes, il y a couplage entre modes de même symétrie[3]. Ce couplage se produit dans les régions de forte pente à l'entrée et à la sortie de la structure effilée. Dans un coupleur fusionné 1×2 , les supermodes excités sont le mode fondamental et le premier mode antisymétrique. Comme ils ne sont pas de même symétrie, ils ne peuvent jamais se coupler si le coupleur conserve sa géométrie transverse. Quand les pentes du profil effilée sont trop grandes, il y a couplage avec des modes d'ordre plus élevé, ce qui occasionne des pertes. Pour les coupleurs à fibre centrale, deux des supermodes du coupleur ont la même symétrie et donc, si les pentes de la structure effilée sont trop prononcées, ils vont se coupler ce qui va modifier les équations de transmission.

Pour le coupleur 1×4 , nous supposons donc qu'il y a couplage entre les deux supermodes. En exprimant ce couplage par un coefficient κ , et en supposant une structure symétrique où les pentes ne sont grandes qu'à l'entrée et la sortie du coupleur, la transmission devient

$$P_1 = \cos^2 \alpha + \sin^2(2\kappa) \sin^2 \alpha \quad (2)$$

Le couplage explique donc effectivement que le minimum de transmission central n'est pas toujours nul. Ce minimum dépend du coefficient de couplage qui, lui-même dépend des pentes et du degré de fusion.

Ce couplage, si il est contrôlé, peut donc permettre de contrôler la transmission d'une coupleur et donc en particulier la réponse spectrale, ce qui est très important si on veut réaliser des coupleurs 1×4 fonctionnant à 1,3 et 1,55 μm . On peut cependant réaliser beaucoup mieux que un coupleur à deux longueurs d'onde.

Si les régions de couplage à l'entrée et à la sortie du coupleur sont différentes et caractériser par les coefficients κ_1 et κ_2 , la transmission dans la branche central devient

$$P_1 = \cos^2(\kappa_1 - \kappa_2) \cos^2 \alpha + \sin^2(\kappa_1 + \kappa_2) \sin^2 \alpha \quad (3)$$

Ainsi, on peut observer qu'en contrôlant les coefficients de couplage à l'entrée et à la sortie du couplage, on peut réaliser un coupleur qui ne dépend pas du déphasage α . Si ces coefficients

κ_1 et κ_2

ne dépend pas trop de la longueur d'onde, il est possible de réaliser un coupleur insensible en longueur d'onde. Bien que le résultat soit encore loin d'être parfait, on montre, à la figure 2, une réponse en longueur d'onde d'un coupleur 1×4 dont le profil longitudinal est asymétrique. Cette dépendance spectrale est beaucoup moins importante que dans le cas d'un profil symétrique et ce coupleur est dans les normes pour une plage d'utilisation de 1,27 à 1,57 μm .

Ce raisonnement s'applique aux coupleurs 1×4 mais également à tous les coupleurs fabriqués en entourant une fibre par plusieurs fibres. Il peut être utilisé même si les fibres extérieures ne sont pas du même diamètre que la fibre centrale. Si ces fibres ont des diamètres plus petit que la fibre centrale, on peut disposer plus de six fibres autour. Le principe énoncé dans ce résumé ouvre donc la voie à la réalisation de coupleurs 1×8 , 1×16 ou plus, tous insensibles en longueur d'onde.

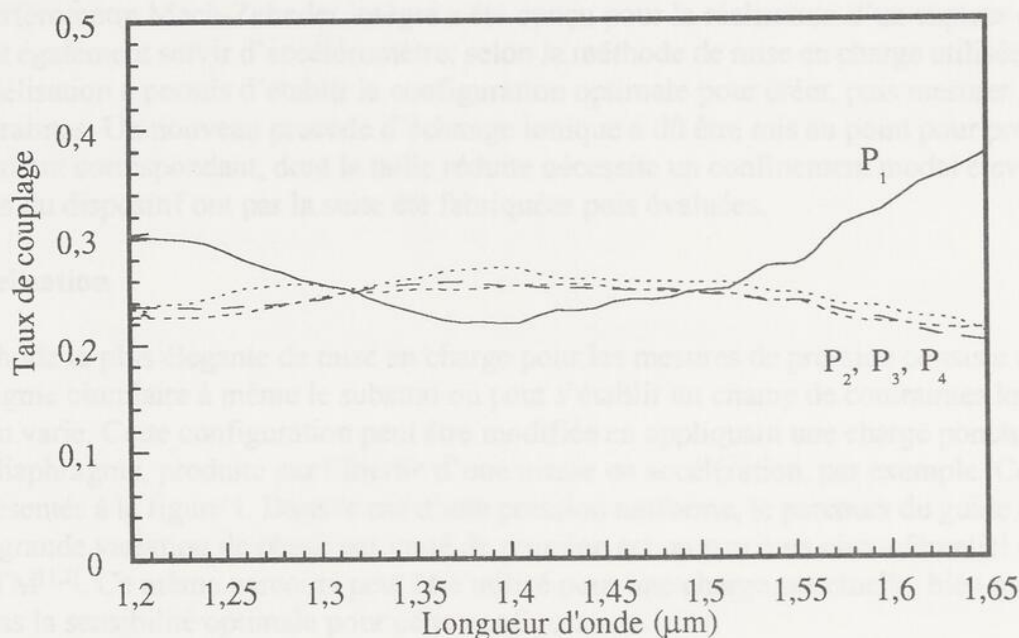


Figure 2: Réponse spectrale d'un coupleur 1×4 dont le profil longitudinal a été ajusté.

Références

- [1] D. B. Mortimore et J. W. Arkwright, 1991, "Monolithic wavelength-flattened 1×7 single-mode fused fiber couplers: theory, fabrication, and analysis", *Appl. Opt.*, **30**(6), p. 650-659.
- [2] D. B. Mortimore, J. W. Arkwright et R. M. Adnams, 1991, "Monolithic wavelength-flattened 1×4 singlemode fused fibre coupler", *Electron. Lett.*, **27**(24), p. 2252-2253.
- [3] S. Lacroix, R. Bourbonnais, F. Gonthier et J. Bures, 1986, "Tapered monomode optical fibers: understanding large power transfer", *Appl. Opt.*, **25**, p. 4424-4429.

CAPTEURS D'OPTIQUE INTÉGRÉE

François Séguin, Compagnie Marconi Canada,
600, boul. Dr.-Frederik Philips, Ville St-Laurent, (Québec), H4M 2S9

1 Introduction

Les capteurs à fibre optique ont atteint une maturité technologique leur permettant d'être employés dans un grand nombre d'applications où ils supplantent leur rivaux classiques grâce à leur précision, leur petite taille et leur immunité face aux perturbations électromagnétiques. L'optique intégrée permet de tirer profit de ces avantages tout en rendant possible la fabrication à grande échelle de dispositifs plus complexes, intégrés sur un même substrat. L'échange ionique peut être utilisé pour créer des structures guidantes sur des lamelles de verre à bon marché qui affichent d'excellentes propriétés élastiques propres à la mesure de champs de contraintes.

Un interféromètre Mach-Zehnder intégré a été conçu pour la réalisation d'un capteur de pression pouvant également servir d'accéléromètre, selon la méthode de mise en charge utilisée. Une étape de modélisation a permis d'établir la configuration optimale pour créer, puis mesurer les champs de contraintes. Un nouveau procédé d'échange ionique a dû être mis au point pour produire l'interféromètre correspondant, dont la taille réduite nécessite un confinement modal élevé. Les deux versions du dispositif ont par la suite été fabriquées puis évaluées.

2 Modelisation

La méthode la plus élégante de mise en charge pour les mesures de pression consiste à former un diaphragme circulaire à même le substrat où peut s'établir un champ de contraintes lorsque la pression varie. Cette configuration peut être modifiée en appliquant une charge ponctuelle au centre du diaphragme, produite par l'inertie d'une masse en accélération, par exemple. Ces deux cas sont présentés à la figure 1. Dans le cas d'une pression uniforme, le parcours du guide accumulant la plus grande variation de phase par unité de pression est un parcours circonférentiel et de polarisation $TM^{[1,2]}$. Ce même parcours peut être utilisé pour une charge ponctuelle, bien qu'il ne produise pas la sensibilité optimale pour cette configuration.

2.1 Etablissement du changement de chemin optique ΔL

L'expression des champs de contraintes aux bords du diaphragme dans le cas d'une pression uniforme est donnée par:

$$\sigma_r = \frac{3P}{4h^2} R_0^2$$

$$\sigma_t = \frac{3\nu P}{4h^2} R_0^2$$

$$\sigma_n = \frac{-3P}{4h^2} \nu (1 + \nu) R_0^2$$

Et dans le cas d'une charge ponctuelle:

$$\sigma_r = 0$$

$$\sigma_t = \frac{3Q}{2\pi h^2} (1 - \nu)$$

$$\sigma_n = \frac{-3Q}{2\pi h^2} \nu (1 - \nu)$$

Où ν représente le coefficient de poisson du verre

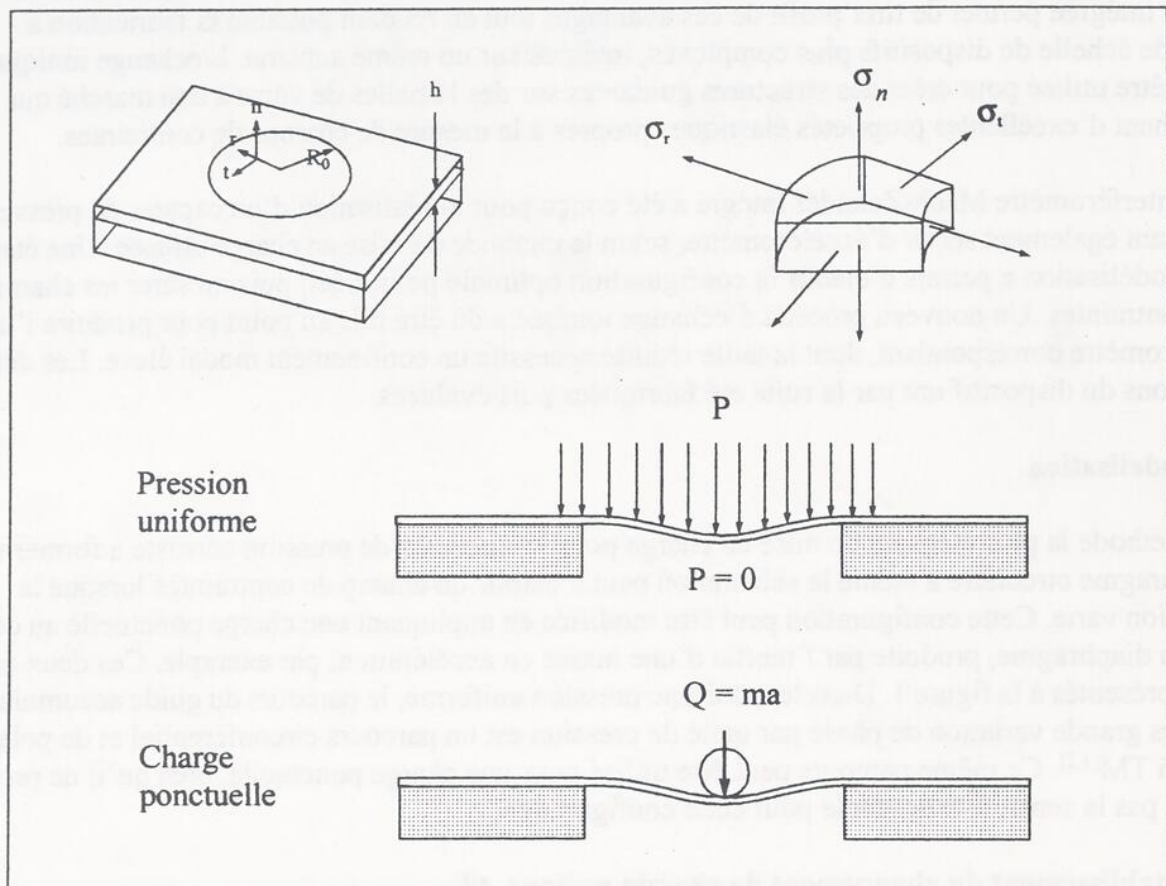


Figure 1 Configurations de mise en charge

Pour établir l'expression de la variation de chemin optique résultant du champ de contraintes le long d'un parcours quelconque dS , il faut évaluer l'expression suivante:

$$\Delta L = \int_A^B (N_{eff}(\vec{r}) - N_{eff}(0)) d\vec{S} + \int_A^B N_{eff}(\vec{r}) \hat{e}(\vec{r}) d\vec{S}$$

Où N_{eff} est l'indice effectif du mode guidé et $\hat{e}(\vec{r})$, le tenseur d'élongation.

Le premier terme de cette expression représente l'équivalent 'guidé' de l'effet photoélastique, tandis que le second terme décrit la composante géométrique de changement de chemin optique. Comme le diaphragme est en fait une plaque mince encastree à son pourtour, cette dernière composante sera négligée. Dans l'évaluation de N_{eff} , les changements des dimensions latérales du guide seront également négligés pour ne retenir que les variations d'indice du substrat.

Pour arriver à une expression analytique de ΔL , une courbe b - V obtenue par méthode numérique^[3] a été approximée par un polynôme d'ordre 3. On a ainsi:

$$N_{eff} = \Delta n b + n_s$$

Où Δn est le changement d'indice à la surface du guide (posé comme constant), n_s est l'indice du substrat donné par:

$$\hat{n}_s = f(\hat{\sigma}(\vec{r}))$$

ou

$$n_i = A\sigma_i - B(\sigma_j + \sigma_k) + n_0$$

Où i, j, k peuvent être substitués par r, t, n dans n'importe quel ordre et A et B sont les coefficients photoélastique de contrainte;

Et b , la constante de propagation normalisée, donnée par:

$$b = \sum_{k=0}^3 a_k V^k = \sum_{k=0}^3 a'_k n_s^{\frac{k}{2}} \quad \text{car } \dots V \propto \sqrt{n_s}$$

Ces expressions de ΔL ont été évaluées pour les deux cas d'intérêt, mode TM, et pour un parcours circonférentiel à rayon constant égal au rayon du diaphragme R_0 . Les calculs photoélastique donnent, pour le cas pression uniforme:

$$n(R_0) = n_0 - \frac{3P}{4h^2} (1 + \nu) (A\nu + B) R_0^2 \equiv n_P$$

Et pour le cas charge ponctuelle:

$$n(R_0) = n_0 - \frac{3Q}{2\pi h^2} (1 - \nu) (A\nu + B) \equiv n_Q$$

Donnant les indices effectifs correspondants:

$$N_{effP} = a'_3 n_P^{\frac{3}{2}} + a'_2 n_P + a'_1 n_P^{\frac{1}{2}} + a'_0$$

$$N_{effQ} = a'_3 n_Q^{\frac{3}{2}} + a'_2 n_Q + a'_1 n_Q^{\frac{1}{2}} + a'_0$$

Comme le parcours circonférentiel se fait à rayon constant, l'intégrale du chemin optique se réduit au simple produit:

$$\Delta L = 2\pi (N_{eff(P,Q)} - N_{eff0}) R_0 \quad \text{Proportionnel à } \frac{PR_0^3}{h^2} \text{ ou à } \frac{Q}{h^2}$$

Les résultats d'applications numériques correspondant aux cas expérimentaux sont présentés à la section évaluation.

2.2 Interféromètre Mach-Zehnder

Afin de mesurer le changement de chemin optique induit par le champ de contraintes, un second guide d'onde isolé du diaphragme peut être combiné au premier pour former un interféromètre Mach-Zehnder permettant de mesurer les décalages de phase. Cependant, pour éviter les phénomènes de dérive reliés aux écarts de température, les deux bras de l'interféromètre doivent être de longueur identique. Une solution élégante à ce problème consiste à croiser le guide central sur lui-même, comme illustré à la figure 2. Un angle de croisement de 60° a été choisi pour assurer un minimum de couplage parasite. La structure du Mach-Zehnder est formée d'arcs de cercle de rayon constant, et quatre valeurs de rayon sont requises pour répondre aux critères de continuité et d'égalité des chemins optiques. Une équation transcendante doit être résolue pour déterminer ces valeurs.

Pour limiter les dimensions du dispositif à une taille raisonnable, le rayon interne ainsi que l'espace entre les deux guides d'entrée ont été fixé à 5 mm.

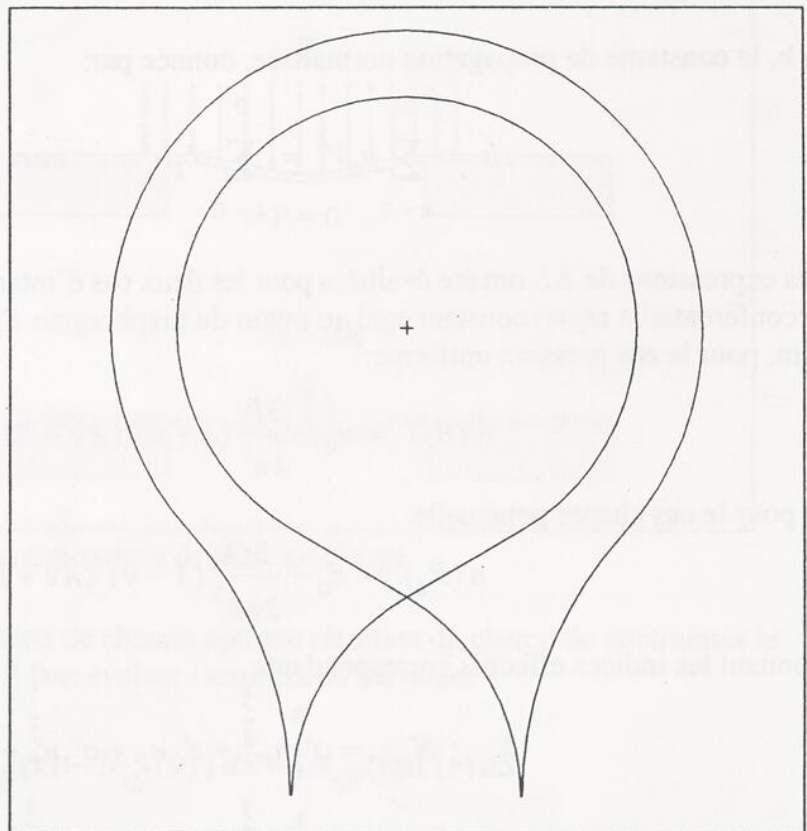


Figure 2 Interféromètre Mach-Zehnder

3 Fabrication

Les capteurs ont été réalisés à partir de substrats de verre 0211 de Corning de 500 μm d'épaisseur. La longueur d'onde de fonctionnement du dispositif a été fixée à 810 nm. Même à cette longueur d'onde, les pertes par rayonnement et les phénomènes de dépolarisation peuvent être très importants dans les courbes de l'interféromètre. Dans ce verre, l'échange $\text{K}^+ - \text{Na}^+$ produit une élévation d'indice à la surface de $\Delta n = 0.0053$ (fonction d'erreur complémentaire)^[4], trop faible pour assurer un confinement modal adéquat. De plus, l'importante diffusion latérale qui accompagne le processus d'échange ionique aggrave ce problème. L'échange $\text{Ag}^+ - \text{Na}^+$ a donc été envisagée.

3.1 Procédé de double échange ionique

L'échange $\text{Ag}^+ - \text{Na}^+$ produit un changement d'indice élevé, mais s'accompagne d'un phénomène de réduction de l'ion argent aux bords des fenêtres du masque, si celui-ci est métallique. Ces dépôts colloïdaux d'argent engendrent des pertes élevées. Plusieurs techniques ont été suggérées pour réduire la conductivité du masque et minimiser cet effet^[5,6], mais souffrent pour la plupart d'une trop grande complexité. L'échange à partir d'une couche mince a également été utilisée^[7].

Plus récemment, un procédé impliquant deux échanges successifs à travers une même fenêtre a été mis de l'avant^[8]. Un premier échange dans un bain de KNO_3 produit une raréfaction d'ions sodium à la surface du verre qui affecte le coefficient de diffusion d'un second échange utilisant du AgNO_3 . Les guides produits possèdent deux coeurs imbriqués et affichent de faibles pertes, résultat dont le mécanisme précis n'a pas encore été élucidé. Le choix du KNO_3 comporte cependant deux inconvénients majeurs: d'abord, un contrôle précis du contenu modal produit lors du premier échange est nécessaire pour empêcher que cette région ne guide; ensuite, le dos des substrats doit être masqué lors de l'échange pour éviter le gauchissement qui résulte des contraintes surfaciques que provoque de la pénétration des ions K^+ .

Pour la réalisation de nos capteurs intégrés, une nouvelle technique de double échange a été mis au point qui consiste à remplacer le KNO_3 par du NaNO_3 . Les paramètres du procédé sont présentés au tableau 1. Le verre 0211 contient au départ autant d'ions sodium que d'ions potassium (7%), permettant cette substitution. L'échange $\text{Na}^+ - \text{K}^+$ a pour effet de réduire l'indice de réfraction, éliminant ainsi les problèmes de contrôle modal, et les échantillons produits ne présentent pas de gauchissement.

Étape	Température (°C)	Durée (min.)	Suivi de
NaNO_3 pur	330	180	Rinçage
AgNO_3 pur	270	17	Rinçage
Recuit à l'air	300	15	Acide

Tableau 1: Paramètres du double échange

Pour obtenir un confinement modal élevé, la largeur des fenêtres d'échange a été fixée à $1\text{ }\mu\text{m}$, et les mesures en champ proche d'un guide monomode à 810 nm révèlent un profil modal de $1.75\text{ }\mu\text{m} \times 2.70\text{ }\mu\text{m}$ ($1/e^2$). Les pertes de propagation, mesurées sur une douzaine d'échantillons sont inférieures à 0.2 dB/cm , et des courbes d'un rayon de 1 mm peuvent être négociées sans perte mesurable. La capacité des guides courbés et des jonctions 'Y' à maintenir la polarisation est supérieure à -35 dB , ce qui permet d'envisager la réalisation de diviseurs de puissance compatibles avec les fibres biréfringentes.

3.2 Micro usinage chimique

Le micro-usinage par gravure chimique anisotrope est utilisé dans la fabrication des capteurs de pression conventionnels en silicium. Bien qu'il soit difficile d'atteindre d'importantes profondeurs de gravure dans le verre, la faible ampleur de la flèche du substrat permet d'employer ce principe pour y former un diaphragme. La technique mise au point pour nos capteurs consiste à masquer le dos du substrat avec une photorésine à base de Novolak et d'y développer le patron voulu. L'échantillon subit par la suite une attaque dans une solution tampon d'acide fluoridrique et de bifluorure d'ammoniaque (10% BHF) produisant une dissolution isotrope des zones exposées. Pour obtenir une profondeur de $30\text{ }\mu\text{m}$, requise pour faciliter l'assemblage du capteur, une attention spéciale doit être portée à l'adhérence de la résine. Une couche mince de chrome ou de titane doit précéder son application. L'utilisation d'une plaque chauffant pour les cuissons est également nécessaire. La figure 3 montre une structure en croix de $25\text{ }\mu\text{m}$ de profondeur obtenue avec cette technique. La cavité produite est par la suite scellée sous vide à l'aide d'une couche de colle durcissable à l'ultra-violet de $1\text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur (figure 4 et 5).

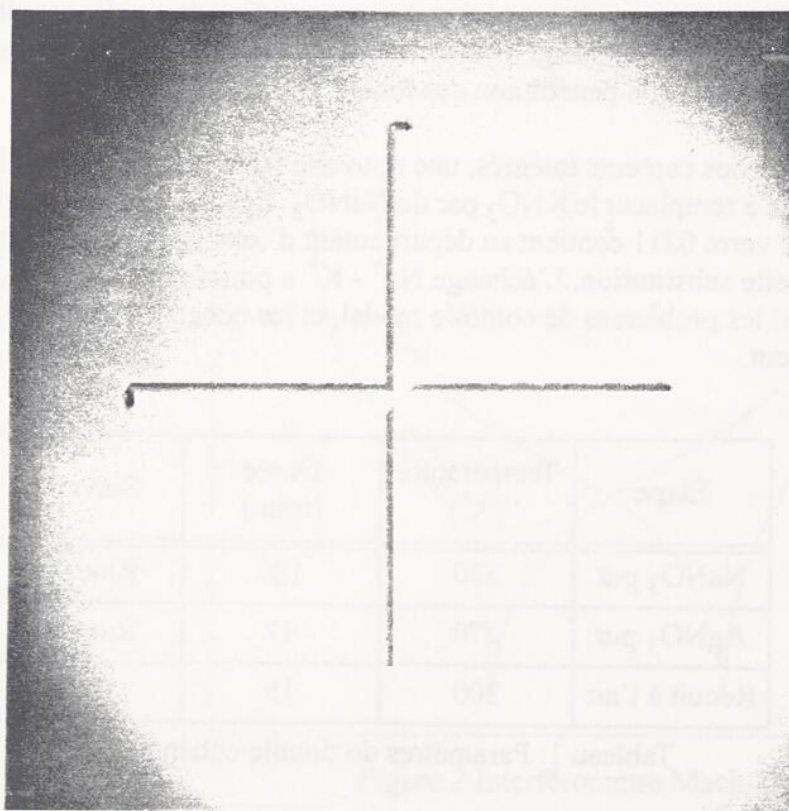


Figure 3 Microstructure gravée à l'acide fluoridrique

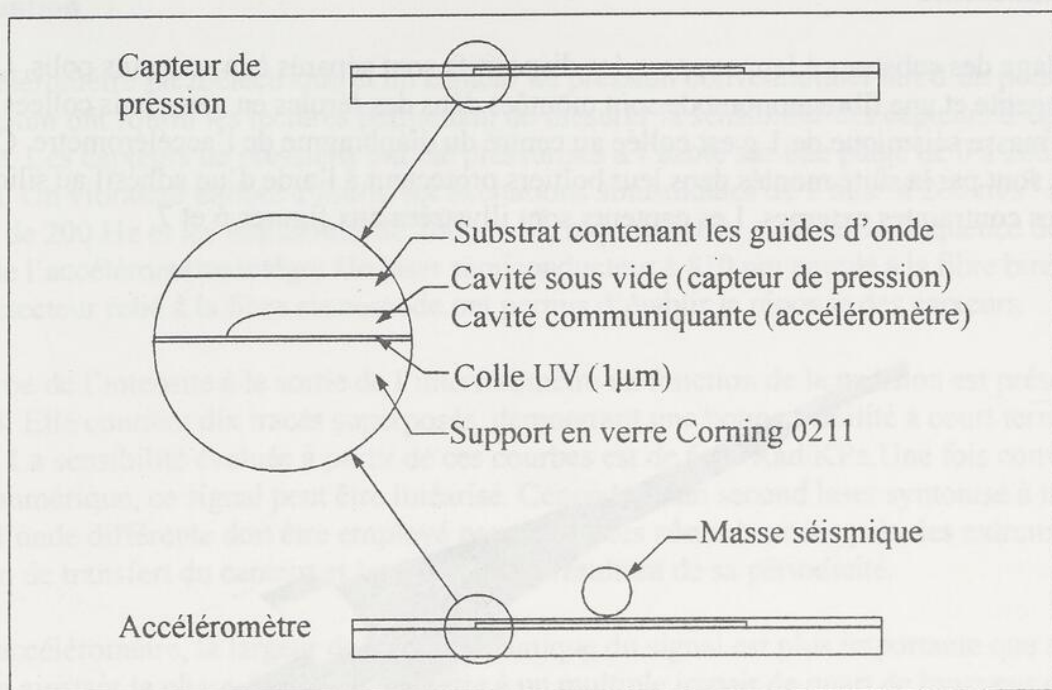


Figure 4 Assemblage des capteurs sur leur support

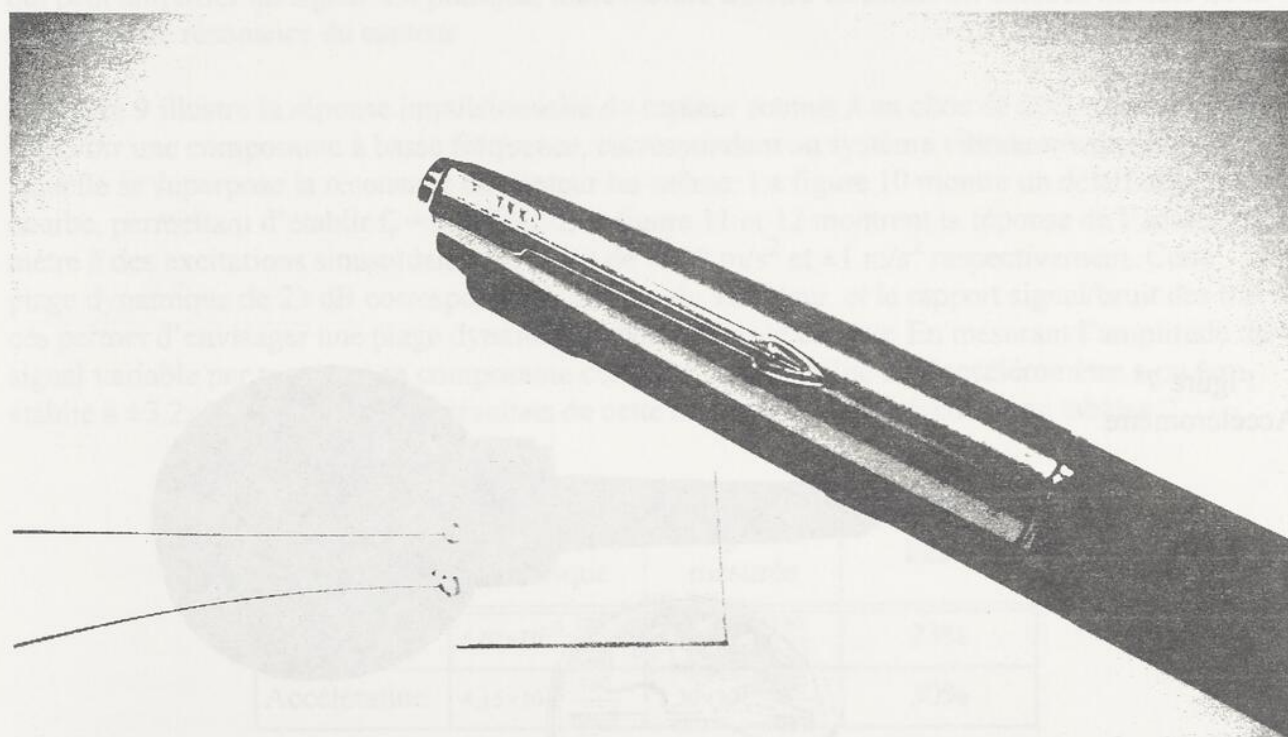


Figure 5 Capteur de pression

3.3 Conditionnement

Après le collage des substrats à leur support, les dispositifs sont séparés à la scie puis polis. Une fibre biréfringente et une fibre monomode sont montées dans des férules en verre puis-collées aux guides. Une masse sismique de 1 g est collée au centre du diaphragme de l'accéléromètre. Ces assemblages sont par la suite montés dans leur boîtiers protecteur à l'aide d'un adhésif au silicone les isolant des contraintes externes. Les capteurs sont illustrées aux figures 6 et 7.

Figure 6
Capteur
de pression

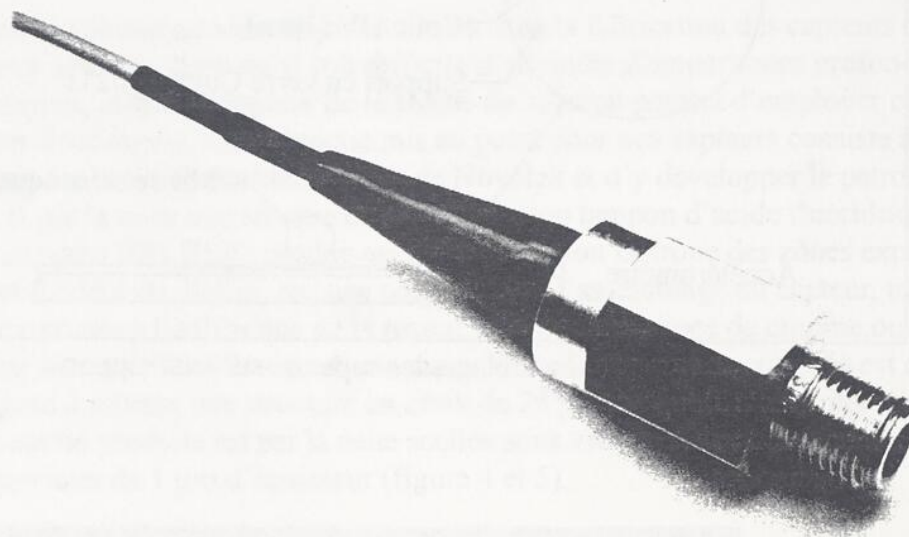
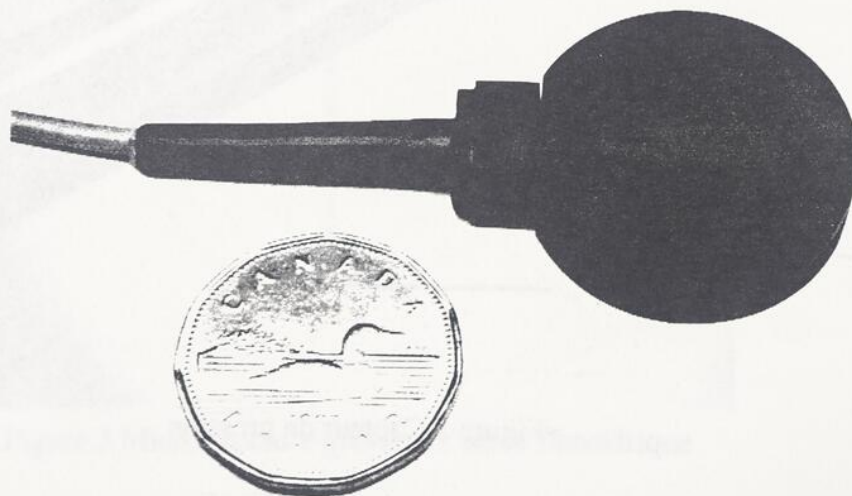


Figure 7
Accéléromètre



4 Évaluation

Un accéléromètre piézoélectrique et un capteur de pression conventionnel fait d'un pont résistif sur silicium ont fourni les lectures permettant de mesurer la sensibilité des capteurs d'optique intégrée. Les capteurs de pressions ont été pressurisés à l'azote sur une plage de 0 à 205 KPa (relatif). Un vibreur calibré a fourni les excitations sinusoïdales de 1 m/s^2 à 200 m/s^2 à une fréquence de 200 Hz et les impulsions de 2000 m/s^2 , requises pour mesurer la fréquence de résonance de l'accéléromètre intégré. Un laser semiconducteur à 810 nm couplé à la fibre biréfringente et un détecteur relié à la fibre monomode ont permis d'établir la réponse des capteurs.

La courbe de l'intensité à la sortie de l'interféromètre en fonction de la pression est présentée à la figure 8. Elle contient dix tracés superposés, démontrant une bonne stabilité à court terme de la lecture. La sensibilité évaluée à partir de ces courbes est de 6.55 Rad/KPa . Une fois converti sous forme numérique, ce signal peut être linéarisé. Cependant, un second laser syntonisé à une longueur d'onde différente doit être employé pour éviter les zones bruitées près des extrema de la fonction de transfert du capteur et les ambiguïtés résultant de sa périodicité.

Pour l'accéléromètre, la largeur de bande dynamique du signal est plus importante que sa précision. En ajustant la phase de l'interféromètre à un multiple impair de quart de longueur d'onde, et en se limitant à de petites variations autour de ce point, une mesure directe du signal d'accélération peut être obtenue. La phase du capteur est ajustée en appliquant localement une couche mince d'indice faible à la surface du guide d'onde. En plus de simplifier le système de lecture, cette méthode permet d'étendre la plage de fréquence du capteur en réduisant la taille de la masse sismique. Le système masse-ressort formé par le diaphragme et la masse donne lieu à une résonance qui peut amplifier un signal. En pratique, toute lecture devra s'effectuer en dessous du tiers de la fréquence de résonance du capteur.

La figure 9 illustre la réponse impulsionnelle du capteur soumis à un choc de 2000 m/s^2 , où l'on peut voir une composante à basse fréquence, correspondant au système vibreur/capteur, à laquelle se superpose la résonance du capteur lui-même. La figure 10 montre un détail de cette courbe, permettant d'établir $f_r = 7.2 \text{ KHz}$. Les figures 11 et 12 montrent la réponse de l'accéléromètre à des excitations sinusoïdales (200 Hz) de $\pm 200 \text{ m/s}^2$ et $\pm 1 \text{ m/s}^2$ respectivement. Cette plage dynamique de 23 dB correspond aux limites du vibreur, et le rapport signal/bruit des tracés permet d'envisager une plage dynamique accrue pour le capteur. En mesurant l'amplitude du signal variable par rapport à sa composante continue, la sensibilité de l'accéléromètre a pu être établie à $\pm 3.2 \times 10^{-3} \text{ Rad/m/s}^2$. Les résultats de cette évaluation sont présentés au tableau 2.

Capteur	Réponse théorique	Réponse mesurée	Écart
Pression	$5,02 \times 10^{-2} \frac{\text{rad}}{\text{KPa}}$	$6,55 \times 10^{-2} \frac{\text{rad}}{\text{KPa}}$	23%
Accélération	$4,15 \times 10^{-3} \frac{\text{rad}}{\text{ms}^{-2}}$	$3,20 \times 10^{-3} \frac{\text{rad}}{\text{ms}^{-2}}$	30%

Tableau 2: Résultats comparés

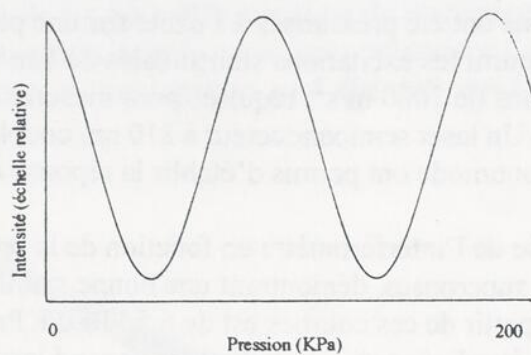


Figure 8 Réponse du capteur de pression

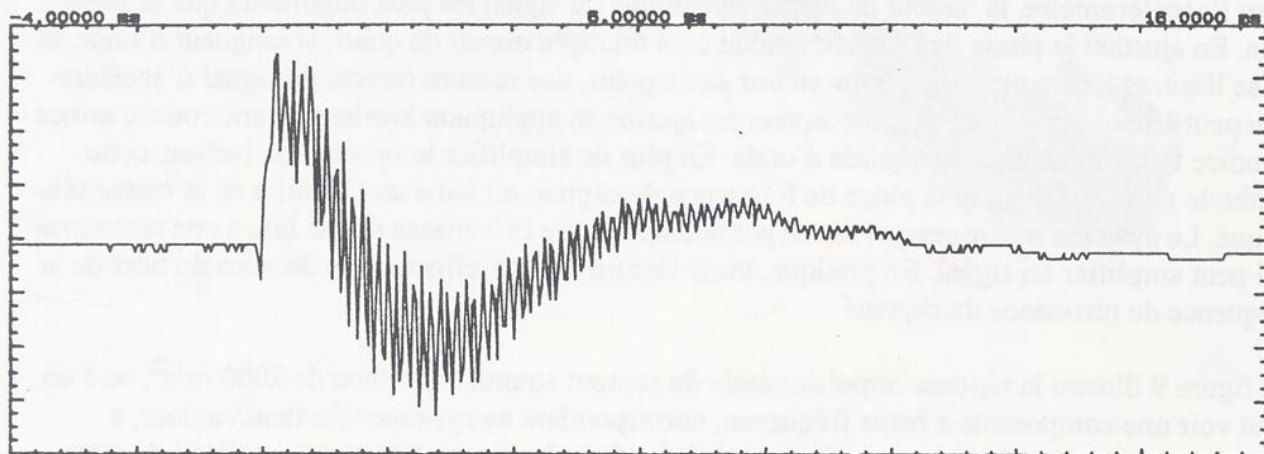


Figure 9 Réponse impulsionnelle de l'accéléromètre

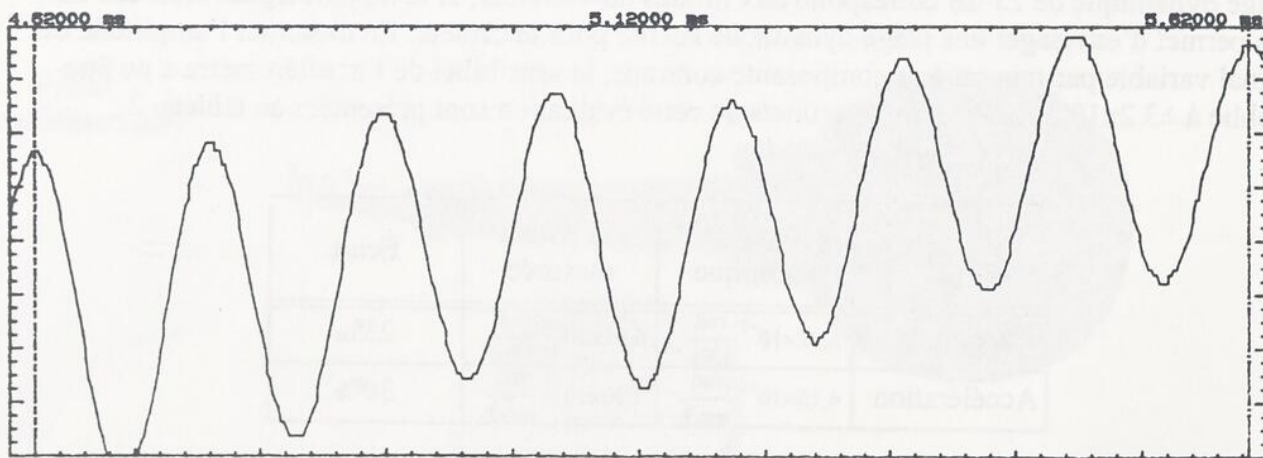


Figure 10 Résonance de l'accéléromètre

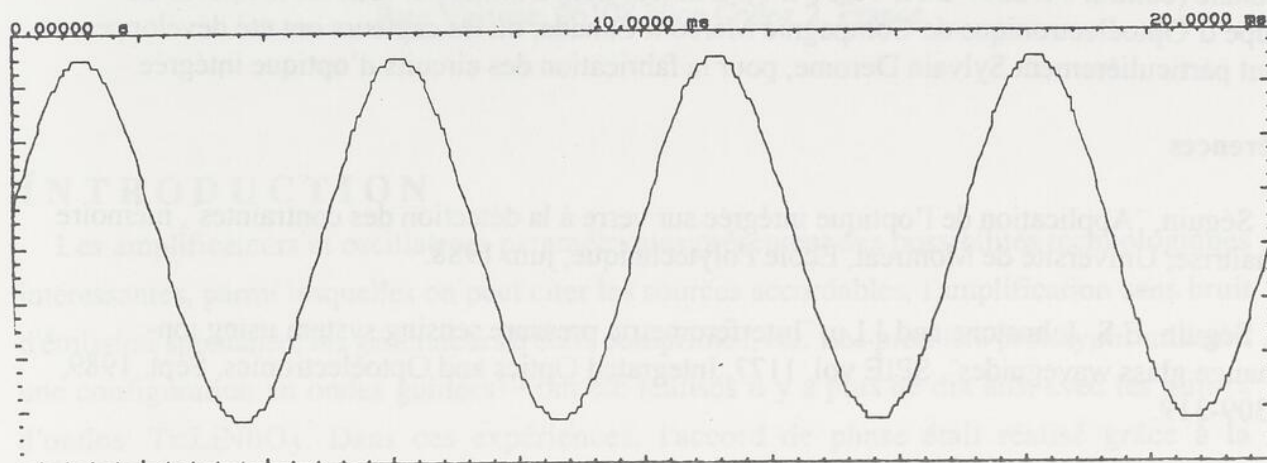


Figure 11 Réponse de l'accéléromètre, excitation sinusoïdale (200 Hz, 200 m/s²)

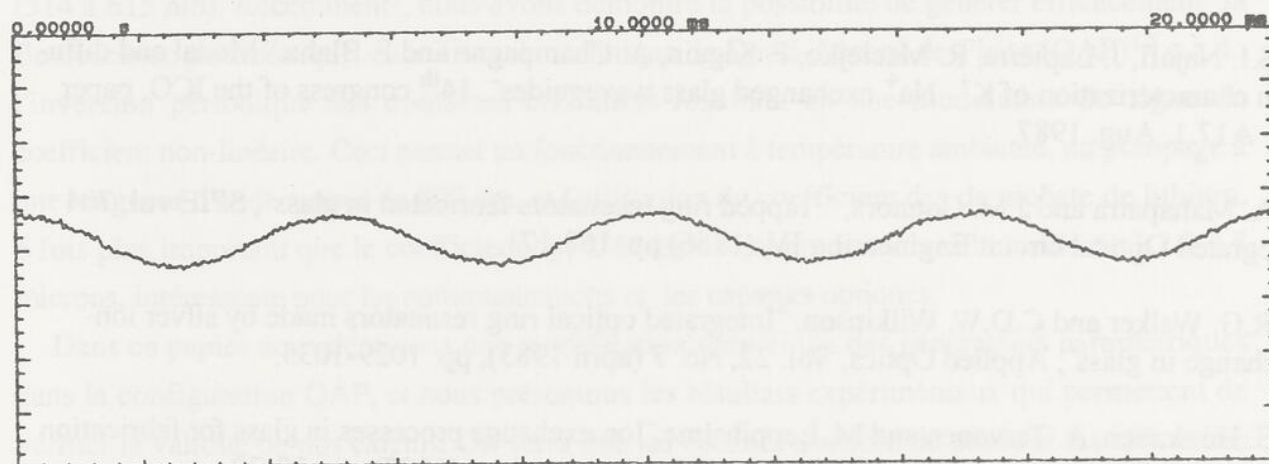


Figure 12 Réponse de l'accéléromètre, excitation sinusoïdale (200 Hz, 1 m/s²)

5 Conclusion

L'échange ionique sur verre a été employé pour la réalisation de capteurs de pression et d'accélération. La mise au point d'un modèle opto-élastique et de nouvelles techniques de fabrication a précédé le conditionnement et l'évaluation des dispositifs. Un nouveau procédé de double échange ionique impliquant le NaNO_3 et le AgNO_3 a permis la conception de circuits optiques utilisant de faibles rayons de courbure. Basés sur la mesure du déphasage entre les bras d'un interféromètre Mach-Zehnder intégré, ces dispositifs se montrent capables de produire des mesures d'une précision comparable à celle des capteurs conventionnels.

Remerciements

Ces travaux ont été menés dans le cadre d'un projet subventionné par le Ministère de la Défense Nationale (contrat #W2207-2-AF10/01-SV). L'auteur tient à remercier tous les membres du Groupe d'Optoélectronique de Compagnie Marconi Canada, où les capteurs ont été développés, et tout particulièrement Sylvain Derome, pour la fabrication des circuits d'optique intégrée.

Références

- 1- F. Séguin, "Application de l'optique intégrée sur verre à la détection des contraintes", mémoire de maîtrise, Université de Montréal, École Polytechnique, juin 1988.
- 2- F. Séguin, E.S. Johnstone and J.Lu, "Interferometric pressure sensing system using ion-exchange glass waveguides", SPIE vol. 1177, Integrated Optics and Optoelectronics. Sept. 1989, pp. 309-319.
- 3- R. Lagu and R. Ramaswamy, "A variational finite difference method for analysing channel waveguides with arbitrary index profiles", IEEE Journ. of Quant. Elect., vol. QE-22, No. 6, pp. 968-76, June 1986.
- 4- S.I. Najafi, J. Lapierre, R. Maciejko, F. Séguin, A. Champagne and F. Blaha, "Modal and diffusion characterization of K^+ - Na^+ exchanged glass waveguides", 14th congress of the ICO, paper No. A17.1, Aug. 1987.
- 5- A. Mahapatra and J.M. Connors, "Tapped ring resonators fabricated in glass", SPIE vol. 704 Integrated Optical circuit Engineering IV, (1986) pp. 168-171.
- 6- R.G. Walker and C.D.W. Wilkinson, "Integrated optical ring resonators made by silver ion-exchange in glass", Applied Optics, Vol. 22, No. 7 (april 1983), pp. 1029-1035.
- 7- S. Honkanen, A. Tervonen and M. Leppihalme, "Ion exchange processes in glass for fabrication of waveguide couplers", SPIE Vol. 862 Optical Interconnections (1987), pp. 32-39.
- 8- S.I. Najafi, Introduction to Glass Integrated Optics, Artech House, Boston, MA (1992).

Génération Paramétrique avec Quasi-Accord-de-Phase (QAP) en Optique Intégrée

D.B. Ostrowsky

Laboratoire Physique de la Matière Condensée, Université de Nice-Sophia Antipolis
Parc Valrose, 06108 Nice Cedex 2, France

INTRODUCTION

Les amplificateurs et oscillateurs paramétriques présentent des possibilités technologiques intéressantes, parmi lesquelles on peut citer les sources accordables, l'amplification sans bruit d'émission spontanée, les générateurs d'états comprimés, etc. Les premiers prototypes utilisant une configuration en ondes guidées^{1 2} ont été réalisés il y a plus de dix ans, avec les guides d'ondes Ti:LiNbO_3 . Dans ces expériences, l'accord de phase était réalisé grâce à la biréfringence du cristal, ce qui imposait l'utilisation du coefficient d_{31} , une température de fonctionnement de plus de 200 °C, et une longueur d'onde de pompe dans le domaine visible (514 à 615 nm). Récemment³, nous avons démontré la possibilité de générer efficacement la fluorescence paramétrique en utilisant la technique de Quasi-Accord-de-Phase (QAP)^{4,5} c.a.d., l'inversion périodique des domaines cristallins résultant en une modulation du signe du coefficient non-linéaire. Ceci permet un fonctionnement à température ambiante, un pompage à une longueur d'onde autour de 800 nm, et l'utilisation du coefficient d_{33} du niobate de lithium, 6 fois plus important que le coefficient d_{31} . L'émission est produite dans la bande de 1,2 à 2,5 microns, intéressante pour les communications et les capteurs optiques.

Dans ce papier nous décrivons une modélisation numérique des générateurs paramétriques dans la configuration QAP, et nous présentons les résultats expérimentaux qui permettent de vérifier la validité de nos calculs. On verra que les courbes d'accord de phase et les efficacités de conversion, calculées numériquement, sont en bon accord avec les valeurs mesurées. Ceci permet de prévoir la possibilité de réaliser un oscillateur paramétrique intégré en configuration de QAP ayant un seuil d'oscillation de l'ordre de 60 mW, accessible au pompage par diode laser. On démontre également qu'on peut contrôler efficacement la longueur d'onde d'émission en utilisant l'effet électro-optique.

MODELISATION

Dans cette section nous commençons par une modélisation des courbes de QAP et, par la suite, nous décrivons la modélisation de l'efficacité de conversion.

Quasi-Accord-de-Phase

Dans la configuration de QAP utilisée, il faut considérer deux possibilités. Dans la première, toutes les ondes en interaction: pompe, signal, et idler, ayant respectivement les longueurs d'ondes λ_p , λ_s et λ_i , sont guidées. Dans ce cas, les équations de conservations s'écrivent:

$$\text{- conservation de l'énergie: } \frac{1}{\lambda_p} = \frac{1}{\lambda_i} + \frac{1}{\lambda_s} \quad (1)$$

$$\text{- conservation de l'impulsion: } \frac{n_{\text{eff}}^p}{\lambda_p} - \frac{1}{\Lambda} = \frac{n_{\text{eff}}^s}{\lambda_s} + \frac{n_{\text{eff}}^i}{\lambda_i} \quad (2)$$

où:

$n_{\text{eff}}^{p,s,i}$ est l'indice effectif pour $\lambda_{p,s,i}$

Λ est la période d'inversion de domaines.

Dans la deuxième configuration, l'idler rayonne dans le substrat. Dans ce cas la condition de conservation de l'impulsion devient:

$$\frac{n_{\text{eff}}^p}{\lambda_p} - \frac{1}{\Lambda} = \frac{n_{\text{eff}}^s}{\lambda_s} + \frac{n_{\text{sub}}^i}{\lambda_i} \cos \theta \quad (3)$$

où :

n_{sub}^i est l'indice du substrat à la fréquence de l'idler

θ est l'angle de rayonnement de l'idler dans le substrat.

Ces deux possibilités sont facilement identifiables sur des courbes expérimentales. Un exemple de spectre de fluorescence paramétrique mesuré sur un échantillon, dont la technique de fabrication sera décrite dans le paragraphe expérimental, est donné sur la figure 1. Le pic correspond à l'idler guidé, et le quasi-continuum d'émission aux longueurs d'ondes de signal plus courtes correspond à l'idler rayonné. Sur cette figure nous montrons aussi le niveau du "signal" observé dans un guide identique fabriqué dans une région sans inversion de domaines, qui confirme que la technique de QAP est responsable de la génération de la fluorescence paramétrique.

La résolution des équations 1 et 2 nous permet de tracer les courbes d'accord de phase en fonction des paramètres des guides, de leur température, et des tensions appliquées. Quelques exemples des courbes de QAP sont données sur les figures 2-4.

Il est à noter que les ordres de grandeur des variations des longueurs d'onde d'émission, calculées en fonction des variations de la température et des champs électriques appliqués,

indiquent d'excellentes possibilités d'accordabilité. Si on choisit une longueur d'onde de signal de 1,5 μm , on voit (Fig 7) que la dépendance en température de la longueur d'onde signal est de l'ordre de 4 nm/°C. On peut donc fixer cette longueur d'onde avec une précision de 0,4 nm en stabilisant la température à 0,1 °C près et ensuite utiliser l'effet électro-optique (sensibilité de 3 nm/V) pour obtenir une stabilisation à 0,1 Å obtenue en contrôlant la tension appliquée à 3 mV près.

EFFICACITE DE CONVERSION

Evolution de la puissance du signal

Dans l'approximation d'une variation lente d'amplitude, et en négligeant la déplétion de la pompe, les amplitudes signal et idler sont données par les équations classiques en remplaçant le coefficient nonlinéaire d par un coefficient nonlinéaire effectif $d_n(x)$.

La puissance de sortie $P_s(L)$ à la fréquence du signal, ω_s , qui a pour source le bruit à la fréquence de l'idler, est donnée par:

$$P_s(L) = \hbar \omega_s \frac{c}{|b|} e^{-2\alpha L} \left(\frac{1 - e^{-\alpha_p L}}{\alpha_p L} \right)^2 g^2 L \quad (4)$$

où:

α (α_p) sont les pertes aux fréquences du signal et de l'idler (pompe)

L est la longueur d'interaction

$|b|$ est donné par:

$$|b| = \left| n_{\text{eff}}^i - n_{\text{eff}}^s - \left[\frac{\partial n_{\text{eff}}}{\partial \omega} \right]_{\omega_s} \omega_s + \left[\frac{\partial n_{\text{eff}}}{\partial \omega} \right]_{\omega_i} \omega_i \right| \quad (5)$$

avec la largeur de la ligne signal $\Delta\omega_s$ donnée par :

$$\Delta\omega_s = \frac{2\pi c}{|b| L} \quad (6)$$

et g représente le gain :

$$g^2 = 2\omega_s \omega_i Z_p Z_s Z_i P_p(o) I \quad (7)$$

Dans l'expression de g , $Z_{p,s,i}$ sont les termes d'impédance, définis par $Z_{p,s,i} = \frac{\mu_0 c}{n_{\text{eff}}^{p,s,i}}$, $P_p(o)$

est la puissance de pompe injectée, et I est l'intégrale de recouvrement entre les champs $E_{p,s,i}$ et le coefficient non-linéaire $d_n(x,z)$.

Dans un guide avec un renversement de domaines périodique, nous pouvons décomposer le coefficient nonlinéaire $d(x,z)$ en série de Fourier:

$$d(x,z) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} d_n(x) e^{-inKz} \quad (8)$$

où:

x est la direction normale à la surface

z est la direction de propagation

et $K = 2\pi/\Lambda$ avec Λ la période d'inversion.

Le seul terme dans l'équation (8) qui correspond à une interaction constructive entre l'onde pompe et les ondes signal et idler est $d_n(x)^4$, où n est choisi tel que:

$$nK = \Delta\beta = 2\pi \left(\frac{n_{\text{eff}}^p}{\lambda_p} - \frac{n_{\text{eff}}^s}{\lambda_s} - \frac{n_{\text{eff}}^i}{\lambda_i} \right) \quad (9)$$

c.a.d. que le désaccord de phase est compensé par le réseau.

Dans ce cas, l'intégrale de recouvrement est donnée par:

$$I = \frac{\left(\int d_n(x) \mathbf{E}_p(x,y) \mathbf{E}_s(x,y) \mathbf{E}_i(x,y) dx dy \right)^2}{\int \mathbf{E}_p^2(x,y) dx dy \int \mathbf{E}_s^2(x,y) dx dy \int \mathbf{E}_i^2(x,y) dx dy} \quad (10)$$

On peut toujours dire qu'à une profondeur x donnée, l'inversion périodique est équivalente à une inversion de domaines rectangulaire avec un facteur de forme $a(x)$ donné par $a(x) = \frac{L_{\text{inv}}(x)}{\Lambda}$, où $L_{\text{inv}}(x)$ est la longueur du domaine inversé à la profondeur x . Le $n^{\text{ième}}$ coefficient de la série de Fourier devient :

$$d_n(x) = \frac{2 d_{33}}{n\pi} \sin [n\pi a(x)] \quad (11)$$

Dans tous les guides étudiés, la période d'inversion a été choisie telle que $\Delta\beta = K$, c.a.d. $n = 1$.

Dans ce cas, l'intégrale de recouvrement (Eq. (10)) devient :

$$I = \frac{2 d_{33}}{\pi} \frac{\left(\int \sin[\pi a(x)] E_p(x,y) E_s(x,y) E_i(x,y) dx dy \right)^2}{\int E_p^2(x,y) dx dy \int E_s^2(x,y) dx dy \int E_i^2(x,y) dx dy} \quad (12)$$

L'intégrale de recouvrement ne dépend pas seulement des distributions des champs, c.a.d. des paramètres des guides et des longueurs d'ondes en interaction, mais également de la forme des domaines inversés. Cette forme est souvent compliquée (Fig. 5). Pour visualiser l'intégrale de recouvrement entre les champs et la forme des domaines, nous dessinons sur les figures 5 6 et 7, pour les échantillons étudiés expérimentalement, les quantités:

$$I_E = \frac{E_p(x,y) E_s(x,y) E_i(x,y)}{\left[\int E_p^2(x,y) dx dy \int E_s^2(x,y) dx dy \int E_i^2(x,y) dx dy \right]^{\frac{1}{2}}} \quad \text{et} \quad \frac{\pi d(x)}{2d_{33}} = \sin[\pi a(x)]$$

Parce que l'intégrale I est proportionnelle au carré du produit de I_E avec $\sin[\pi a(x)]$, elle dépend fortement de leur surface commune.

L'utilisation de ce modèle nous permet de prévoir que pour un échantillon parfaitement homogène, avec des pertes de 1dB/cm pour la pompe, et 0,5 dB/cm pour le signal et l'idler, on peut obtenir un gain, à la dégénérescence, de 3 dB pour une puissance de pompe injectée de 2W. La fabrication d'une cavité, résonnante pour le signal et pour l'idler (Doubly Resonant Oscillator; DRO) avec un miroir d'entrée de $R = 1$ et un miroir de sortie de $R = 0,99$ pour le signal et l'idler, devrait permettre d'obtenir une puissance de pompe injectée au seuil d'oscillation de 60 mW, puissance accessible avec une diode laser.

Par la suite nous décrivons les expériences entreprises pour vérifier ce modèle.

FABRICATION ET CARACTERISATION DES ECHANTILLONS

La fabrication de nos échantillons commence avec la formation des domaines périodiquement inversés. Des bandes périodiques de Ti, de 250 microns de large dans la direction Y, avec des périodes comprises entre 17 et 25 μm , sont déposées sur la face Z^+ d'un cristal de niobate de lithium, d'une longueur de 1 cm, et diffusées durant un cycle de chauffage composé de 10

minutes à 1100 °C, avec un temps de montée et un temps de descente de 2 heures chacun. Pendant la diffusion, l'orientation des régions dopées Ti s'inverse créant ainsi une inversion périodique de domaines qui s'étend sur toute la longueur du cristal (direction X). Suivant la relation entre l'épaisseur du film de Ti et la durée de la diffusion, les domaines peuvent présenter soit une forme triangulaire, soit une forme trapézoïdale, qui peut être visualisée par une gravure de la face Y. A la surface, l'exodiffusion de Li₂O crée une couche totalement inversée (Fig 5).

Par la suite, dans chacune des régions dont les domaines sont inversés, on fabrique un groupe de sept guides par échange protonique à travers un masque dont la largeur des ouvertures varient de 1 à 7 µm. Un groupe de référence est réalisé dans une région sans inversion de domaines pour permettre la comparaison. L'échange est réalisé à 300 °C dans un bain d'acide benzoïque contenant 1% massique de benzoate de lithium. Il est suivi de différents recuits faits à 350 °C afin de réduire les pertes à la propagation. Tous les paramètres de fabrication et les caractéristiques de deux des échantillons que nous avons utilisés sont donnés dans le Tableau 1.

Tableau 1 : Paramètres de fabrication et caractéristiques des guides

	F204	F104
Fabrication		
épaisseur de Ti	50 Å	150 Å
durée d'échange	30 mn	25 mn
premier recuit	2 h	9 h
deuxième recuit	1 h 30 mn	
troisième recuit	15 mns	
caractérisation d'un guide de 6 µm de largeur de masque		
domaine	trapézoïdal	triangulaire
profile d'indice	Gaussien	Exponentiel
$\delta n_e (\lambda \geq 0.8 \mu\text{m})$	$0.0380 \pm 5 \times 10^{-4}$	$0.0142 \pm 5 \times 10^{-4}$
profondeur à 1/e	$2.0 \pm 0.5 \mu\text{m}$	$2.0 \pm 0.5 \mu\text{m}$
demi-largeur à 1/e	$3.0 \pm 0.5 \mu\text{m}$	$3.0 \pm 0.5 \mu\text{m}$
pertes @ 1.319 µm	1 dB/cm	0.5 dB/cm

A partir des mesures des indice effectifs à différentes longueurs d'ondes, effectuées par la technique de couplage par prisme sur tous les microguides, on a calculé les profils d'indice des différents guides en utilisant la "méthode des indices effectifs" ⁵

OBSERVATION ET INTERPRETATION DE LA FLUORESCENCE PARAMETRIQUE

Après polissage de leurs extrémités, les échantillons sont excités par un laser Ti:saphir modulé en intensité, et la fluorescence paramétrique est observée grâce à un photodétecteur germanium et préamplificateur refroidi à l'azote liquide ($NEP = 1 \times 10^{-15} \text{ WHz}^{-1/2}$) et un système de détection synchrone. Un filtre spatial, permettant d'éliminer la lumière diffusée, et un monochromateur de longueur focale de 0,2 m et de largeur de fente 1 mm sont placés devant le photodétecteur, ainsi qu'une série de filtre interférentiels laissant passer le signal et rejetant la pompe avec un facteur de réjection de 10^{-10} . Pour une longueur d'onde de pompe donnée on observe un spectre de fluorescence à la longueur d'onde du signal du type de celui qui est montré sur la figure 1, en bon accord avec nos prévisions théoriques.

COURBES DE QAP

Les courbes de QAP sont obtenues en traçant la longueur d'onde des pics de signal en fonction de la longueur d'onde de pompe pour différentes valeurs de la période d'inversion de domaines. Sur la figure 8 nous présentons les mesures effectuées sur l'échantillon F104. Les longueurs d'onde de l'idler ont été déterminées expérimentalement pour les valeurs allant jusqu'à 1,7 microns. Au-delà, la sensibilité de notre détecteur devient insuffisante et les longueurs d'ondes de l'idler sont calculées en appliquant la condition de conservation de l'énergie. Ces courbes démontrent que nous pouvons obtenir un domaine d'accordabilité de 1,2 à 2,5 microns pour une variation de la longueur d'onde de pompe accessible avec une diode laser régulée en température.

Les courbes de QAP numériques sont calculées en utilisant les profils d'indice déterminés par les mesures des indices effectifs (Tableau 1). Pour atteindre l'excellent accord présenté sur la figure 8 nous avons ajusté la valeur de l'indice de surface avec une précision de 10^{-4} .

Influence de la température

Pour ajuster correctement les courbes de QAP en fonction de la température il faut prendre en compte les différents effets de celle-ci sur la variation de l'indice du substrat et sur la variation de la différence d'indice créée par l'échange protonique.

L'effet de la variation de la température sur l'indice du substrat est calculé en utilisant l'équation de Sellmeier. L'effet de la température sur la variation d'indice créé par l'échange protonique a été mesuré sur deux types de guides ayant des profils différents: l'un à saut d'indice, l'autre à gradient d'indice.

Ces mesures nous ont permis d'établir une loi linéaire valide entre 20°C et 75°C pour nos guides avec des profils à gradient d'indice:

$$\delta n(T(^{\circ}\text{C})) = \delta n(22^{\circ}\text{C}) + 0.8 \times 10^{-5} \times (T(^{\circ}\text{C}) - 22^{\circ}\text{C})$$

Si en plus nous prenons en compte l'effet photoréfractif, nous pouvons, à partir de la détermination du profil d'indice d'un guide à température ambiante, calculer avec notre modèle les courbes de QAP pour des puissances de pompe allant jusqu'à 100 mW et pour des températures allant de la température ambiante à 75 °C. Inversement, ce modèle peut être utilisé pour déterminer très précisément le profil d'indice de nos guides.

MESURES D'EFFICACITE DE CONVERSION

Pour l'échantillon F104 la seule interaction possible est celle entre modes fondamentaux TEM₀₀, à toutes les fréquences. Pour l'échantillon F204 deux possibilités existent: interaction entre les modes fondamentaux à toutes les fréquences et interaction entre signal et idler dans les modes fondamentaux et pompe dans le mode TEM₁₀.

Sur les figures 6 et 7, on voit que le recouvrement entre I_E et $d(x)$ n'est pas optimal à cause d'une couche totalement inversée à la surface. De plus, à cause d'un faible confinement des modes l'amplitude de I_E pour l'échantillon F104 est faible. Pour l'échantillon F204, le recouvrement n'est pas optimal mais un meilleur confinement dans la région où $d(x)$ n'est pas nul produit un meilleur gain pour une pompe dans le mode TEM₁₀ (Tableau 2).

Pertes

Les pertes de nos guides sont mesurées par la technique Fabry-Perot⁶ et les valeurs obtenues sont reportées dans le Tableau 2.

En insérant ces valeurs dans la formule 4, nous pouvons prévoir la puissance du signal. On voit que l'avantage du meilleur recouvrement dans le cas de la pompe TEM₀₀ de l'échantillon F204 est annulé par ses pertes plus élevées. Le meilleur cas, prévu pour F204 avec un mode de pompe TEM₁₀, nous permet d'atteindre un signal de 36.10^{-12} W pour 6,4 mW de puissance de pompe injectée, soit une efficacité de conversion de l'ordre de 6.10^{-9} pour un échantillon parfaitement homogène sur une longueur de 1 cm.

Tableau 2 : Comparaison de g et Ps calculés numériquement entre les échantillons F104 et F204

	F104	F204	
mode de pompe	TEM ₀₀	TEM ₀₀	TEM ₁₀
g calculé numériquement pour 6,4 mW de puissance de pompe	$1,1 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$	$1,8 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$	$4,5 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$
g calculé numériquement pour 1W de puissance de pompe	$0,14 \text{ cm}^{-1}$	$0,20 \text{ cm}^{-1}$	$0,57 \text{ cm}^{-1}$
Ps calculé pour 6.4 mW de puissance de pompe	$3,5 \times 10^{-12} \text{ W}$	$5,7 \times 10^{-12} \text{ W}$	$36 \times 10^{-12} \text{ W}$
Pertes à la propagation @ 1.319 μm	0,5 dB/cm	1 dB/cm	1 dB/cm

Longueur de cohérence

Malheureusement, nos échantillons ne sont pas parfaitement homogènes et notre modèle ne prend pas en compte les inhomogénéités. Ceci est évident dans l'expression de $|b|$, où la dépendance de l'indice effectif en fonction des paramètres du guide n'est pas prise en compte. Ceci empêche la prévision correcte de la largeur de la ligne et de la puissance du signal.

Néanmoins, si on considère les courbes de QAP on peut voir qu'une variation des paramètres du guide (δn , par exemple), induit peu de variation au niveau de la longueur d'onde du signal si on se place loin de la dégénérescence. Par contre, près de la dégénérescence, la même variation crée des modifications importantes.

Pour conclure, on peut dire que, loin de la dégénérescence, les fluctuations des paramètres du guide ont un effet peu important et notre modèle reste valide. On peut donc comparer les valeurs calculées et les valeurs mesurées de la largeur de la ligne de signal $\Delta\lambda$ pour les différents échantillons (Tableau 3). Le rapport entre les valeurs calculées et mesurées nous permet de définir une longueur de cohérence de l'ordre de 2 mm^4 .

Tableau 3 : Comparaison entre $\Delta\lambda$ calculé et mesuré pour les échantillons F104 et F204

	F104	F204	
Mode de pompe	TEM ₀₀	TEM ₀₀	TEM ₁₀
$\Delta\lambda$ calculé	1.3 nm	1 nm	1 nm
$\Delta\lambda$ mesuré	$8 \pm 3 \text{ nm}$	$6 \pm 3 \text{ nm}$	$6 \pm 3 \text{ nm}$
Longueur de cohérence L_c	$2.0 \pm 0.7 \text{ mm}$	$2.0 \pm 1.0 \text{ mm}$	$2.0 \pm 1.0 \text{ mm}$

Avec cette longueur de cohérence L_c nous pouvons définir un "échantillon homogène équivalent" utilisant L_c pour les calculs de gain et largeur de ligne, et utilisant L pour le calcul des pertes.

Cet "échantillon homogène équivalent" nous permet de calculer la puissance théorique du signal en fonction de la puissance de pompe injectée pour nos échantillons et une longueur de cohérence donnée. Dans le meilleur cas nous avons mesuré jusqu'à 6 pW de signal pour 6,4 mW de puissance de pompe injectée, ce qui correspond à une efficacité de conversion de l'ordre de 9.10^{10} , soit 3 ordres de grandeur plus important que les valeurs antérieures, et une longueur de cohérence de l'ordre de 2 mm.

CONCLUSION

En conclusion, nous avons démontré la génération efficace de fluorescence paramétrique dans une configuration de QAP sur niobate de lithium dans des guides réalisés par échange protonique, et ce à température ambiante en utilisant des longueurs d'onde et des puissances de pompe compatibles avec les diodes lasers.

Nous avons développé un modèle numérique permettant de calculer les courbes d'accord de phase en excellent accord avec nos résultats expérimentaux.

Ce modèle permet d'interpréter les efficacités de conversion paramétrique que nous avons observées sur différents échantillons et de prévoir la faisabilité de la réalisation des oscillateurs paramétriques dans le proche infrarouge compatibles avec un pompage par diode laser.

Ces travaux ont été réalisés en collaboration avec P. Baldi, P. Aschiéri, S. Nouh et M. de Micheli, Laboratoire Physique de la Matière Condensée, Université de Nice-Sophia Antipolis, D. Delacourt, X. Banti et M. Papuchon, Thomson-CSF/LCR, et P. Bassi et G. Tartarini, Université de Bologne.

Longueur de cohérence L_c	Longueur de guide L	Longueur de phase L_p	Longueur de pompe L_{pompe}
2 mm	10 mm	10 mm	10 mm
1 mm	5 mm	5 mm	5 mm
0.5 mm	2.5 mm	2.5 mm	2.5 mm
0.2 mm	1 mm	1 mm	1 mm

Références

- 1 W. Sohler and H. Suche, "Optical parametric oscillation in Ti-diffused LiNbO₃ optical waveguide resonators", Tech. Dig. 3rd Int. Conf. Integrated Opt. and Opt. Fiber Commun., San Francisco, CA, pp 89-90, 1981
- 2 S. Helfried, F. Laurell, and G. Arvidsson, "Optical amplification of a 1.54 μ m single-mode DFB laser in a Ti:LiNbO₃ waveguide", J Light. Tech. 11, 1459 (1993)
- 3 P. Baldi, S. Nouh, M. De Micheli, D.B. Ostrowsky, D. Delacourt, X. Banti and M. Papuchon, "Efficient quasiphase-matched generation of parametric fluorescence in room temperature lithium niobate waveguides", Electron. Lett. 29, n°17, pp. 1539-1540 (1993)
- 4 Delacourt
- 5 R.M. Knox and P.P. Toullos, "Integrated circuits for the millimeter through optical frequency range", in Proceedings, Symposium on Submillimeter Waves, J. Fox, Ed. (Polytechnic Press, Brooklyn, 1970), p. 497
and see for example G.B. Hocker and W.K. Burns, "Mode dispersion in diffused channel waveguides by the Effective Index Method", Appl. Opt., 16, p. 113 (1977)
and K.S. Chiang, "Analysis of optical fibers by the effective-index method", Appl. Opt., 25, n°3, pp. 348-354 (1986)
- 6 R. Regener and W. Sohler, "Loss in low-finesse Ti:LiNbO₃ optical waveguide resonators", Appl. Phys. B 36, pp. 143-147 (1985)

Figure 1 Signal observé sur l'échantillon F104 à la sortie d'un guide de 7 mm de largeur, de période d'inversion 20 mm, pour une longueur d'onde de pompe de $0,811 \mu\text{m}$, et une puissance de pompe injectée de $60 \pm 5 \text{ mW}$. La ligne en tirets indique le niveau du "signal" observé en utilisant un guide identique réalisé dans une région sans inversion des domaines.

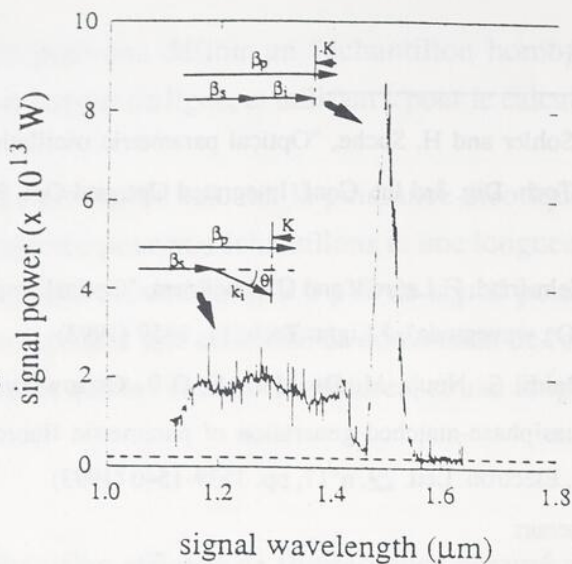


Figure 2 Courbes de QAP pour différents profils d'indices.

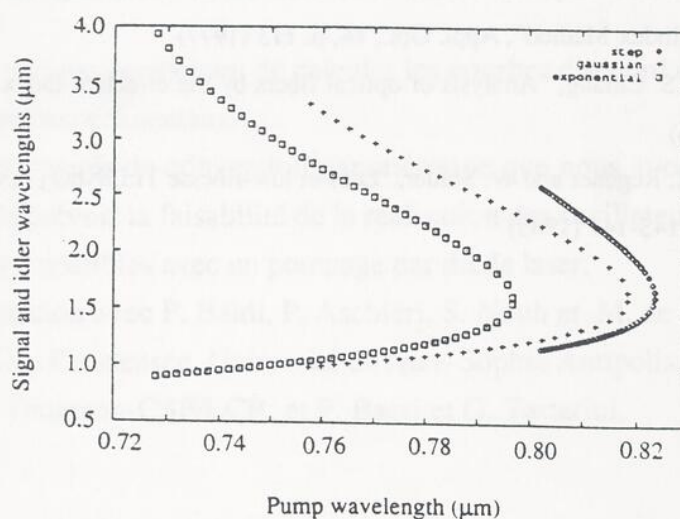


Figure 3 Effet de la température sur dn pour deux types de guides:

- profil à saut d'indice
- ♦ profil à gradient d'indice

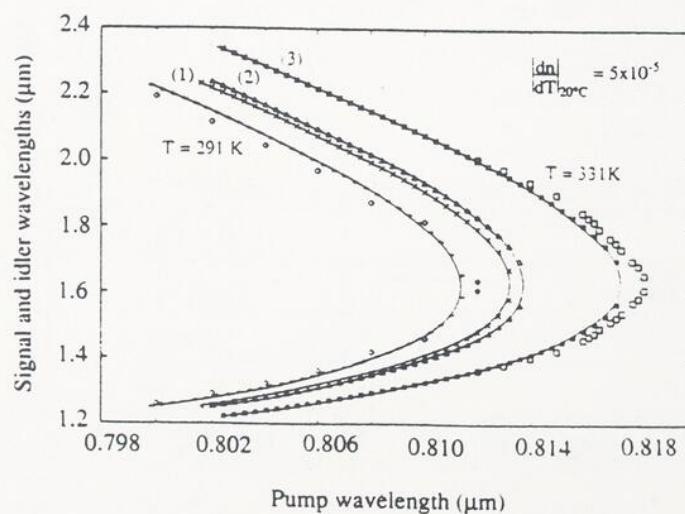


Figure 4 Courbes de QAP démontrant

l'influence de l'application d'un champ électrique créé par une tension de 30V appliquée sur un guide avec ($L = 21 \mu\text{m}$) : $dn = 0,0130 \pm 0,0005$; profondeur à $1/e = 2 \mu\text{m}$; largeur à $1/e = 3 \mu\text{m}$. Avec une longueur d'onde de pompe de $0,8294 \mu\text{m}$, correspondant à une longueur d'onde de signal de $1,5 \mu\text{m}$, on voit qu'une variation de dn de $\pm 5 \times 10^{-4}$ permet une accordabilité entre $1,45 \mu\text{m}$ et $1,63 \mu\text{m}$.

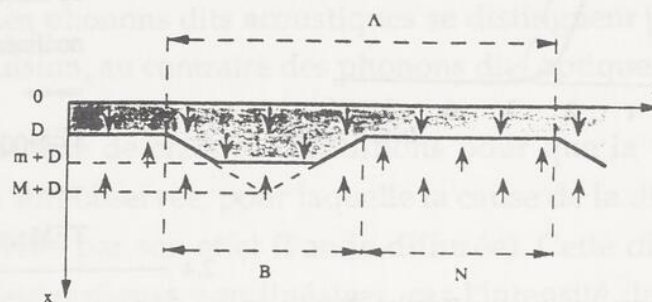
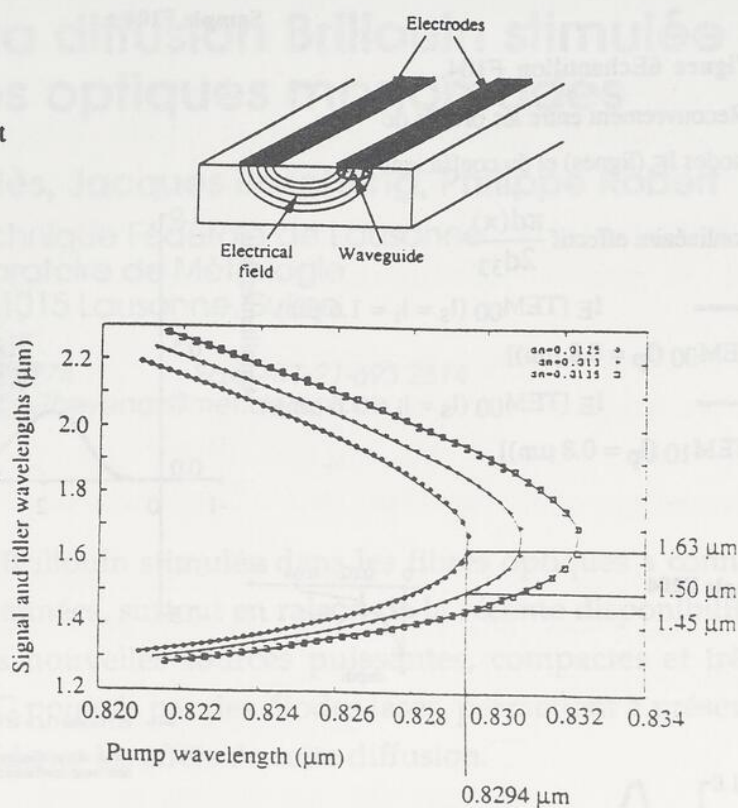


Figure 5 Photographie et schéma de l'inversion de domaines de l'échantillon F204. On peut noter la couche totalement inversée d'épaisseur D . Suivant le rapport entre l'épaisseur de Ti et la durée de la diffusion les domaines présentent une forme soit trapézoïdale (profondeur $m+D$, échantillon F204) soit triangulaire (profondeur $M+D$, échantillon F104).

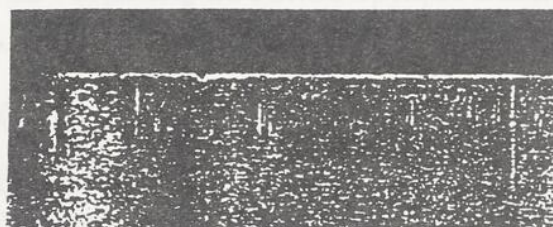


Figure 6 Echantillon F104.

Recouvrement entre les profils de modes I_E (lignes) et du coefficient

$$\text{nonlinéaire effectif } \frac{\pi d(x)}{2d_{33}}$$

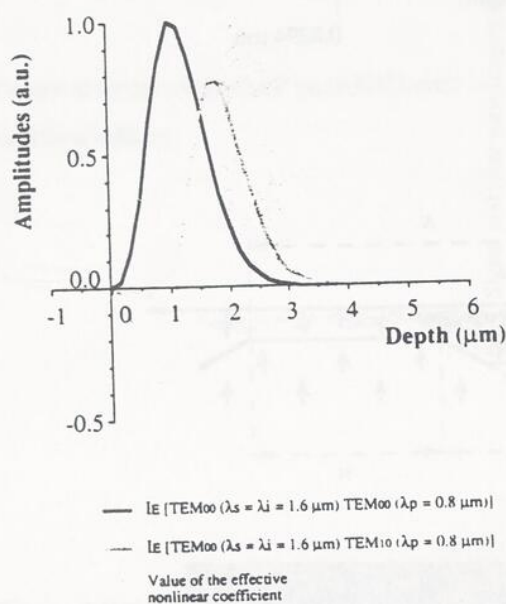
— I_E [TEM₀₀ ($I_s = I_i = 1.6 \mu\text{m}$)

TEM₀₀ ($I_p = 0.8 \mu\text{m}$)]

..... I_E [TEM₀₀ ($I_s = I_i = 1.6 \mu\text{m}$)

TEM₁₀ ($I_p = 0.8 \mu\text{m}$)]

Sample F204



Sample F104

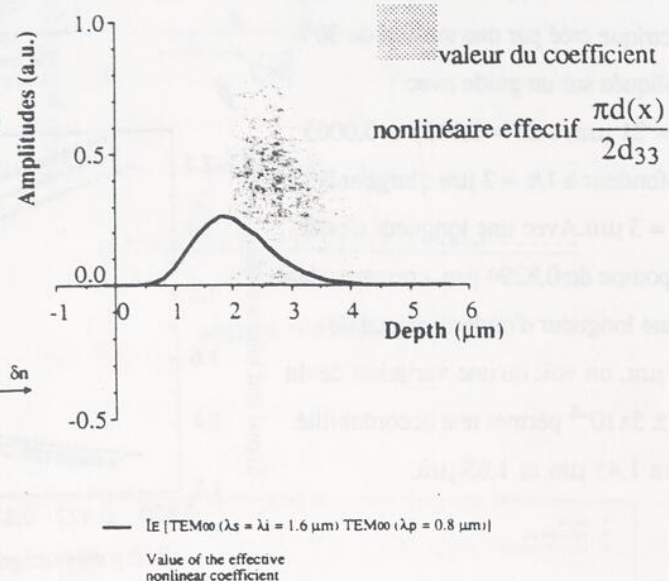


Figure 7 Echantillon F204.

Recouvrement entre les profils de modes I_E (lignes) et du coefficient nonlinéaire effectif

— I_E [TEM₀₀ ($I_s = I_i = 1.6 \mu\text{m}$)

TEM₀₀ ($I_p = 0.8 \mu\text{m}$)]

..... I_E [TEM₀₀ ($I_s = I_i = 1.6 \mu\text{m}$)

TEM₁₀ ($I_p = 0.8 \mu\text{m}$)]

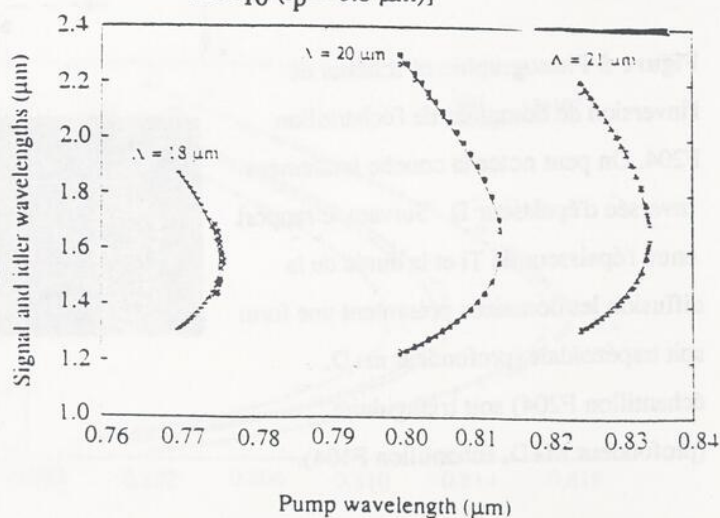


Figure 8 Courbes de QAP calculées (lignes)

et mesurées (points) pour différentes

périodicités d'inversion de domaines,

à température ambiante, avec $dn = 0,0142$;

profondeur à $1/e = 2 \mu\text{m}$;

largeur à $1/e = 3 \mu\text{m}$; $T = 291 \text{ K}$.

Applications de la diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques monomodes

Luc Thévenaz, Marc Niklès, Jacques Boschung, Philippe Robert

Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne
Laboratoire de Métrologie
CH-1015 Lausanne, Suisse

Tél: +41-21-693 4774 Fax: +41-21-693 2614
E-mail: Luc.Thevenaz@met.de.epfl.ch

L'exploitation de la diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques a connu un regain d'intérêt ces dernières années, surtout en raison de la récente disponibilité de sources laser adéquates. Ces nouvelles sources puissantes, compactes et très cohérentes, tels les lasers Nd:YAG pompés par des diodes laser, permettent à présent de mettre confortablement en évidence les effets de cette diffusion.

L'effet Brillouin est une diffusion inélastique entre un photon incident et un phonon de la branche acoustique du milieu de propagation, par opposition à l'effet Raman pour lequel la diffusion est réalisée par interaction entre un photon et un phonon de la branche optique. Les phonons dits acoustiques se distinguent par une faible énergie et une grande impulsion, au contraire des phonons dits optiques.

Dans les fibres optiques, il est aisé de créer les conditions pour que la version stimulée de la diffusion Brillouin soit observée, pour laquelle la cause de la diffusion (l'onde acoustique) se voit renforcée par son effet (l'onde diffusée). Cette diffusion stimulée est classée dans les effets optiques non linéaires, car l'intensité de l'onde diffusée ne dépend pas linéairement de l'intensité de l'onde optique incidente, mais de façon exponentielle.

L'intérêt pour cette diffusion tient essentiellement à deux raisons: il s'agit de l'effet non linéaire dans les fibres optiques ayant le seuil d'observation le plus bas, et sa signature est dépendante de grandeurs tels la température ou l'état de contrainte mécanique de la fibre.

Approche phénoménologique de la diffusion Brillouin stimulée

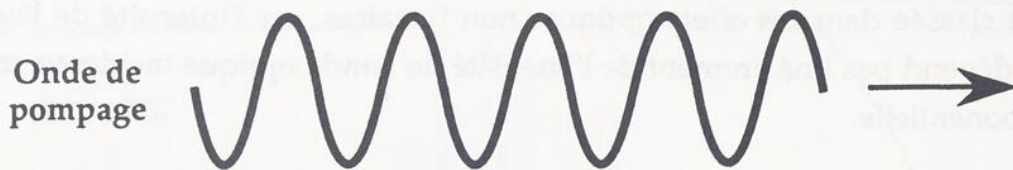
Dans ce processus de diffusion, trois ondes interagissent: l'onde optique incidente dite de pompage, l'onde acoustique et l'onde optique diffusée. Une approche corpusculaire naïve, consistant à appliquer les lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion pour les deux photons et le phonon en interaction, a l'avantage de donner une première idée sur les caractéristiques de la diffusion, soit:

- Compte tenu que seules deux directions de propagation sont possibles dans la fibre (en avant et en arrière), l'onde diffusée se propage obligatoirement en direction opposée à celle de l'onde de pompage (diffusion vers l'arrière), l'onde acoustique allant de ce fait dans le même sens que l'onde de pompage.
- La fréquence de l'onde diffusée est décalée vers le bas par rapport à celle de l'onde de pompage. Le décalage de fréquence est égal à la fréquence de l'onde acoustique et vaut:

$$\nu_B = \frac{nv_A}{\lambda} \quad (1)$$

où n est l'indice de réfraction, v_A la vitesse acoustique dans le milieu et λ la longueur d'onde de l'onde de pompage. Ce décalage vaut environ 13 GHz pour une longueur d'onde de 1300 nm.

Cette approche corpusculaire ne fournit toutefois aucune information sur les phénomènes mis en jeu et, de ce fait, une approche ondulatoire sera privilégiée ici. Ainsi, on suppose que deux ondes optiques se propagent dans la fibre optique monomode: tout d'abord, une onde de pompage se propageant vers l'avant:



et une onde de signal se propageant vers l'arrière, de fréquence légèrement inférieure:



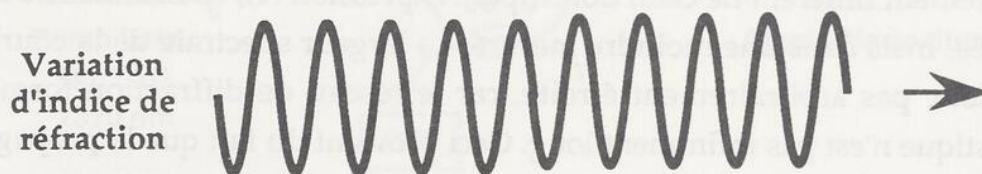
Ces deux ondes sont parfaitement superposées et vont donc interférer, les maxima d'interférences étant séparé par une distance d'une demi-longueur d'onde, car les ondes se propagent en sens inverse. La figure d'interférence n'est pas statique et se déplace aussi vers l'avant, compte tenu de la différence de fréquence des ondes. Ainsi, la densité d'énergie électrique dans le milieu présente une structure périodique en mouvement, reflétant la distribution d'intensité résultant de l'interférence:



Par l'intermédiaire de l'électrostriction, qui est le phénomène inverse de l'effet photo-élastique, les zones de forte densité d'énergie électrique vont se trouver comprimées, créant une onde de pression dans le milieu. Cette onde suit les maxima d'interférence, donnant formation à une onde acoustique:



Cette onde acoustique, par effet photo-élastique, induit une variation périodique de l'indice de réfraction se déplaçant à la vitesse de l'onde acoustique, créant un réseau de Bragg en mouvement:



Ce réseau va à son tour diffracter vers l'arrière l'onde de pompage, la fréquence de l'onde diffractée se trouvant diminuée par le décalage Doppler dû au déplacement du réseau.

Maintenant, pour une seule différence de fréquence ν_B entre les deux ondes optiques bien précise, correspondant à l'expression déduite par une approche corpusculaire, la fréquence de l'onde diffractée est égale à celle de l'onde de signal et va ainsi la renforcer. L'amplitude de l'interférence s'en trouve augmentée, créant de

ce fait une onde acoustique plus importante, qui va elle-même donner un réseau de Bragg plus prononcé. Ceci va améliorer l'efficacité de diffraction, ce qui renforce d'autant plus l'onde de signal, et ainsi de suite. Cette stimulation permet donc de réaliser un transfert non négligeable d'énergie entre onde de pompage et onde de signal. Cette dernière va ainsi subir une amplification en se propageant dans la fibre, et tout se passe comme si le milieu présentait un gain pour cette onde, pour autant qu'elle ait le bon écart de fréquence avec l'onde de pompage.

L'accroissement d'intensité subi par l'onde de signal sera proportionnel aux intensités des ondes de pompe et de signal, puisque elles participent les deux à la formation de l'onde acoustique:

$$dI_s = g_o^B I_p I_s dz \quad (2)$$

où g_o^B représente le coefficient de gain Brillouin. De ce fait, le signal va croître de façon exponentielle avec la distance:

$$I_s(z) = I_s(0) e^{g_o^B I_p z} \quad (3)$$

pour autant que l'intensité de la pompe puisse être considérée comme constante, c'est-à-dire que le transfert d'énergie entre pompe et signal reste négligeable. Cet accroissement exponentiel n'est donc valable que pour des petits signaux et, dès que le signal devient comparable à la pompe, il apparaît un effet de saturation.

Par ailleurs, si l'onde de signal présente un écart de fréquence avec l'onde de pompe légèrement différent de celui donné par l'expression (1), elle va tout de même être amplifiée, mais dans une moindre mesure. La largeur spectrale de la courbe de gain n'est donc pas arbitrairement étroite, car le réseau de diffraction formé par l'onde acoustique n'est pas infiniment long. Ceci provient du fait que la propagation des ondes acoustiques dans le milieu subit un amortissement, se traduisant par un temps de vie limité des phonons. Il en résulte que la distribution spectrale de la courbe de gain Brillouin suit une distribution de Lorentz:

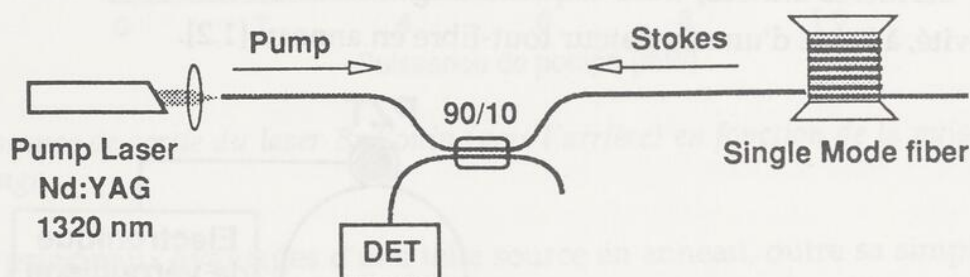
$$g^B(\nu) = g_o^B \frac{\left(\frac{\Delta\nu}{2}\right)^2}{(\nu - \nu_o)^2 + \left(\frac{\Delta\nu}{2}\right)^2} \quad (4)$$

où $\nu_0 = \nu_{pompe} - \nu_B = \nu_{pompe} - \frac{nv_A}{\lambda}$ est la fréquence nominale de la diffusion Brillouin au centre de la courbe de gain et $\Delta\nu$ est la largeur de la distribution spectrale de gain à mi-hauteur.

Cette largeur $\Delta\nu$ est inversement proportionnel au temps de vie des phonons et vaut une vingtaine de MHz dans la silice pure pour une longueur d'onde de 1300 nm. Des mesures très précises réalisées à l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne ont démontré que cette largeur est proche de 35 MHz pour des fibres optiques monomodes ordinaires ($\Delta n = 5 \cdot 10^{-3}$) [7] et augmente sensiblement lorsque l'écart d'indice Δn est plus élevé. La raie d'amplification Brillouin est donc très fine et nécessite que l'onde de pompage ait une largeur spectrale beaucoup plus étroite, afin de ne pas étaler la courbe de gain résultante et en diminuer la valeur maximale. Cette contrainte a longtemps retardé l'exploitation des propriétés de la diffusion Brillouin, jusqu'à l'apparition récente de sources lasers Nd:YAG compactes pompées par diodes laser et émettant vers 1319 nm une puissance de 100 mW et plus.

Sources laser Brillouin à fibre optique

La présence d'un gain dans le milieu laisse envisager la possibilité de compenser les pertes de propagation très faibles de la fibre et de générer de cette façon continûment de la lumière cohérente. La configuration la plus simple consiste à réaliser une source laser à une seule passe, selon le schéma ci-dessous:



Pour une certaine puissance de la pompe, l'amplification cumulée sur toute la longueur de la fibre est telle que la puissance du bruit de fond amplifié devient comparable à celle de la pompe. Dès ce moment-là, toute la puissance de la pompe se trouve transférée dans l'onde de signal, qui est appelée selon l'usage onde Stokes. Ce comportement est illustré dans la figure 1. A 1300 nm, ce seuil est atteint dans les fibres optiques ordinaires avec une puissance proche de 10 mW sur une longueur de 10 km. Pour une fibre plus longue, le seuil est atteint avec une puissance encore plus faible. Un tel comportement peut constituer une limitation pour les transmissions

optiques, dans le sens que le signal transmis va pomper le milieu et peut donner naissance à une onde Stokes se propageant en sens inverse. Cette onde Stokes va s'amplifier au détriment du signal et l'affaiblir en conséquence, induisant une perte de transmission supplémentaire. Il faut toutefois noter que la largeur spectrale du signal transmis est en règle générale beaucoup plus grande que la largeur du gain Brillouin, diminuant d'autant l'efficacité de la diffusion stimulée.

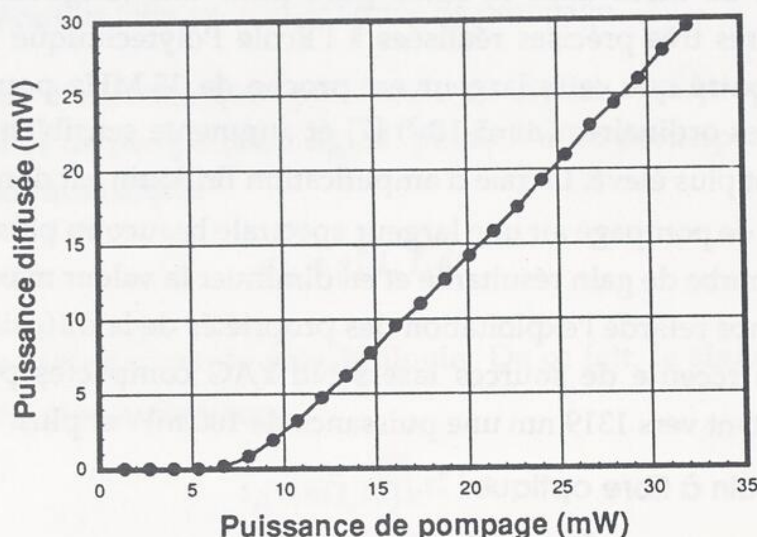
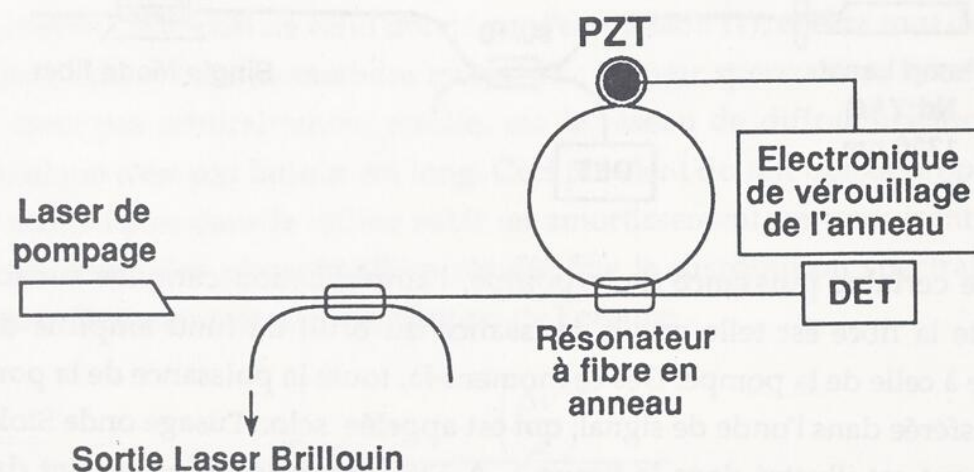


Fig.1 Puissance diffusée par effet Brillouin en fonction de la puissance injectée dans une fibre optique monomode de 11.8 km.

Une configuration de source plus performante a retenu l'attention de plusieurs équipes ces dernières années, dans laquelle la génération de l'onde Stokes se fait dans une cavité, à l'aide d'un résonateur tout-fibre en anneau [1,2].



Un tel anneau, s'il se trouve accordé en résonance sur la fréquence de l'onde de pompage, permet d'atteindre des puissances circulantes plusieurs dizaines de fois plus élevées que celle de l'onde incidente [3]. Une onde Stokes va pouvoir de ce fait

être générée dans la cavité, sa fréquence correspondant au mode longitudinal de la cavité le plus proche du maximum de la distribution spectrale de gain Brillouin. Pour un tel résonateur construit à l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, la puissance récoltée vers l'arrière à la sortie du résonateur est donnée dans la figure 2, en fonction de la puissance de pompe injectée à l'entrée de l'anneau. Le seuil pour l'émission Brillouin est atteint dans cet anneau pour une puissance de pompage de 0,4 mW seulement. Ensuite, pour des puissance de pompage plus élevées, la puissance de l'onde Stokes devient suffisante pour qu'elle génère à son tour sa propre onde Stokes. Celle-ci va se propager dans le même sens que la pompe et n'est donc pas détectée vers l'arrière. Cela se traduit toutefois sur la figure 2 par une saturation de la puissance de l'onde Stokes 1. Ce phénomène de pompage successif a permis de générer des ondes Stokes jusqu'à l'ordre 4.

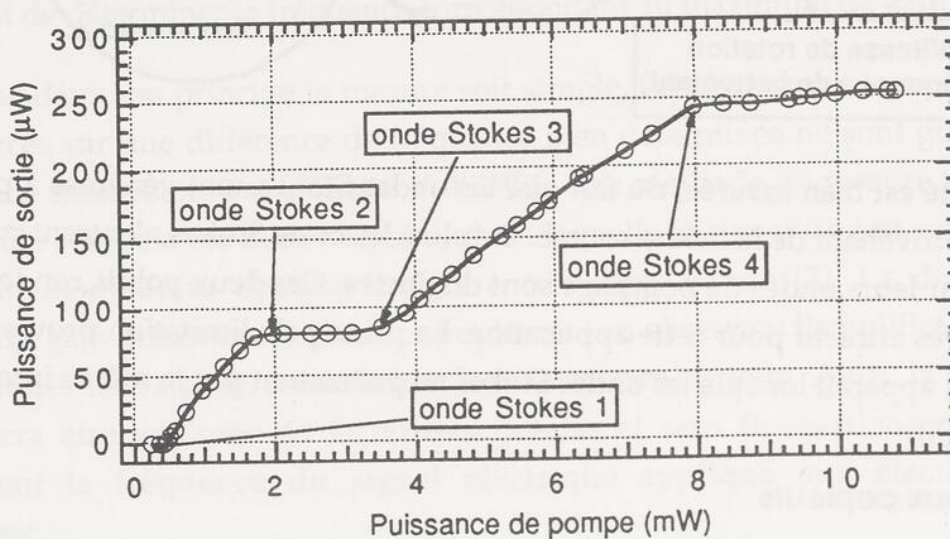
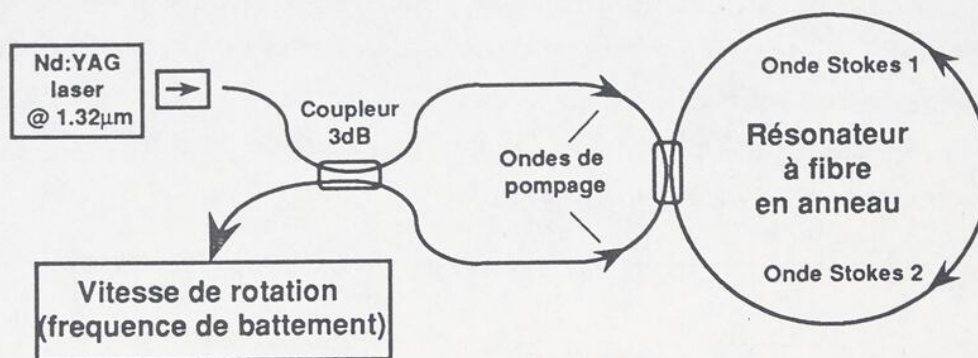


Fig.2 Puissance de sortie du laser Brillouin (vers l'arrière) en fonction de la puissance de pompage.

Un des principaux avantages d'une telle source en anneau, outre sa simplicité de mise en oeuvre, est son extrême cohérence, en raison de l'étroitesse spectrale de la courbe de gain Brillouin. Ainsi, grâce au rétrécissement dynamique des résonances propre aux cavités actives, les ondes Stokes générées dans ce type de résonateur ont des largeurs de raie bien inférieures au kilohertz [2]. La cavité construite à l'EPFL a permis de mesurer une largeur de raie d'émission de 7 Hz, en utilisant le battement optique entre deux ondes Stokes d'ordre différent. Grâce à la diffusion Brillouin, il est donc possible de mettre en oeuvre des sources lasers d'une extrême cohérence, d'une façon simple et sans utiliser de fibres spéciales.

Les sources lasers Brillouin à fibre font actuellement l'objet d'études pour réaliser des gyroscopes lasers [4]. Pour cette application, la lumière de pompage est injectée dans les deux directions d'un résonateur à fibre en anneau. Les ondes Stokes générées en sens opposé vont présenter des fréquences différentes lorsque la cavité est en rotation, les chemins optiques n'étant plus identique en raison de l'effet Sagnac. Après superposition des ondes Stokes, la fréquence du signal de battement ainsi produit fournit directement l'information sur la vitesse de rotation.



La réciprocité est bien assurée, du fait que les ondes Stokes sont générées à partir de la lumière provenant de la même source. De plus, les ondes Stokes n'entrent pas en compétition, car leurs ondes de pompage sont distinctes. Ces deux points rendent ce type de laser très attractif pour cette application. La principale limitation provient de l'effet Kerr, qui apparaît lorsque les ondes Stokes ne présentent pas la même intensité dans la cavité [5].

Application aux capteurs

Une autre classe d'applications de la diffusion Brillouin stimulée est celle des capteurs à fibre optique. Dans ce cas, le but n'est pas de générer de la lumière, mais de mesurer l'écart du centre de la courbe de gain Brillouin par rapport à la fréquence de la pompe. En effet, ce décalage est donné par $\nu_B = \frac{nv_A}{\lambda}$, où n est l'indice de réfraction et v_A est la vitesse acoustique dans la fibre. Ainsi, toute influence extérieure tendant à modifier la vitesse acoustique et, dans une moindre mesure, l'indice de réfraction, va pouvoir être mesurée en évaluant le déplacement spectral de la courbe de gain Brillouin. C'est en particulier le cas pour la température et les contraintes appliquées à la fibre.

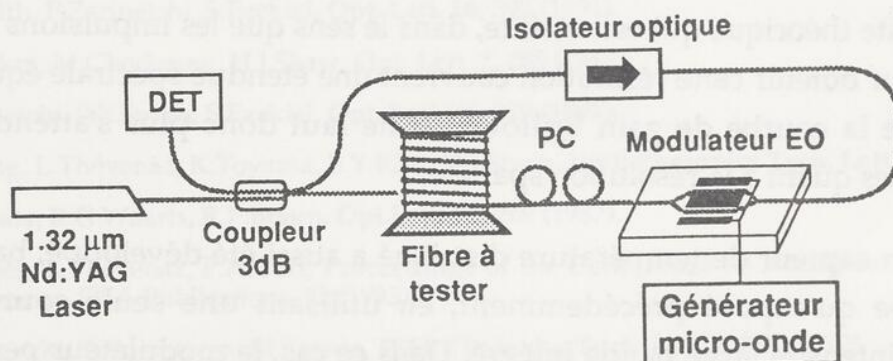
Pour déterminer le décalage ν_B , la lumière de pompage est injectée dans la fibre optique, à un niveau toutefois inférieur au seuil d'émission laser. À l'autre extrémité

de la fibre, la lumière d'une source accordable est aussi injectée dans la fibre et se propage ainsi en sens inverse [6].



En accordant la source sur une fréquence $\nu_{pompe} - \nu_B$ correspondant à la position de la courbe de gain Brillouin générée par la pompe, il sera possible d'observer en variant la fréquence l'amplification de ce signal de test par diffusion Brillouin stimulée et de déterminer la fréquence correspondant au maximum de gain.

Bien que dans son principe la mesure soit simple, l'ajustement et le maintien des deux sources sur une différence de fréquence bien déterminée ne sont guère aisés, rendant une mesure précise difficile. A l'EPFL, une méthode de mesure n'utilisant qu'une seule source a été mise au point, dans laquelle le signal de test est généré à l'aide d'un modulateur optique intégré à très large bande [7]. La distribution spectrale du gain Brillouin est déduite simplement en observant l'amplification subie par les bandes latérales de modulation dans le spectre optique. Ainsi, la courbe de gain pourra être explorée de façon très précise et sans fluctuations en variant simplement la fréquence du signal électrique appliqué aux électrodes du modulateur.



Une telle méthode a permis de mesurer très précisément le déplacement de la courbe de gain en fonction de la température, comme le montre la Figure 3. La position du centre de la courbe de gain se déplace ainsi de 1.3 MHz par degré K pour une fibre optique ordinaire.

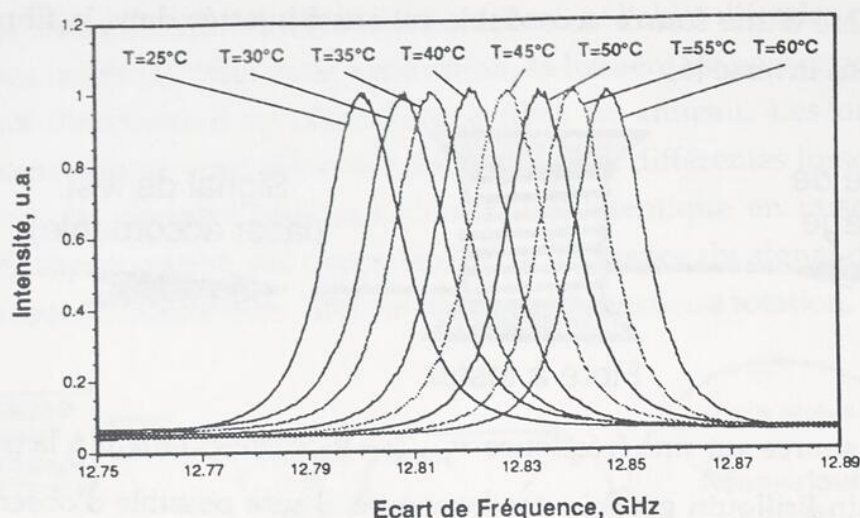


Fig.3 Courbes de gain Brillouin d'une fibre optique de 700m à différentes températures.

Le principal intérêt de ce type de mesure provient du fait qu'il est possible de mesurer localement la courbe de gain, à différentes positions le long de la fibre et de réaliser ainsi un capteur distribué. Les différentes positions sont atteintes à l'aide d'un codage temporel adéquat, en utilisant des signaux sous forme d'impulsions et en effectuant un traitement du signal de type OTDR. Plusieurs équipes se sont penchées sur le problème et ont démontré la faisabilité de ce type de capteur, en l'appliquant soit à la mesure des contraintes [8], soit à la mesure de température [9]. Ces équipes ont utilisés deux sources distinctes pour le signal de pompage et le signal de test et formaient leurs impulsions à l'aide de modulateurs acousto-optiques. De bons résultats ont été obtenus, avec une résolution en température de l'ordre du degré et une résolution spatiale de 5 mètres. Pour cette dernière valeur, il s'agit de la limite théorique qui est atteinte, dans le sens que les impulsions optiques nécessaires pour obtenir cette résolution couvrent une étendue spectrale équivalente à la largeur de la courbe de gain Brillouin. Il ne faut donc plus s'attendre à des progrès sensibles quant à la résolution spatiale.

A l'EPFL, un capteur de température distribué a aussi été développé, basé sur le même principe qu'exposé précédemment, en utilisant une seule source et un modulateur d'intensité large bande intégré. Dans ce cas, le modulateur permet non seulement de générer le signal de test, mais aussi de coder les signaux de pompe et de test sous forme d'impulsions. De plus, en utilisant judicieusement la réflexion à l'extrémité de la fibre, l'accès à une seule extrémité de la fibre est nécessaire, ce qui présente un grand avantage dans la pratique. La figure 4 montre une telle mesure réalisée avec ce capteur.

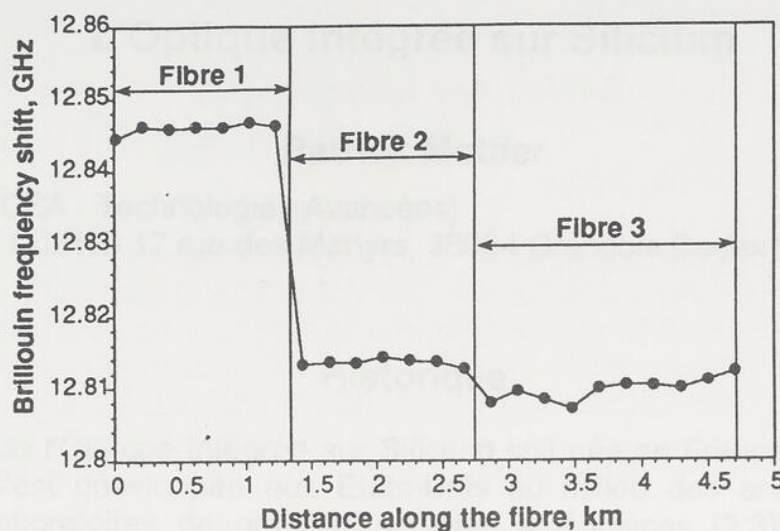


Fig.4 Décalage Brillouin mesuré ponctuellement le long de trois fibres optiques monomodes soudées les unes aux autres. La fibre 1 a été chauffée à une température de 50° C.

En guise de conclusion, nous pouvons encore dire que, compte tenu des puissances relativement faibles nécessaires, la diffusion Brillouin stimulée est un effet optique non linéaire qui permet d'entrevoir des développements dans un proche avenir, en particulier dans les situations où les phénomènes linéaires se sont avérés peu appropriés. Elle présente de plus l'avantage de ne pas imposer l'utilisation de fibres spéciales, ce qui est un atout économique incontestable pour des mesures distribués sur de longues distances.

Références

1. L.F.Stokes, M.Chodorow, H.J.Shaw, *Opt. Lett.* **7**, 509 (1982).
2. S.P.Smith, F.Zarinetchi, S.Ezekiel, *Opt. Lett.* **16**, 393 (1991).
3. L.F.Stokes, M.Chodorow, H.J.Shaw, *Opt. Lett.* **7**, 288 (1982).
4. F.Zarinetchi, S.P.Smith, S.Ezekiel, *Opt. Lett.* **16**, 229 (1991).
5. S.Huang, L.Thévenaz, K.Toyama, B.Y.Kim, H.J.Shaw, *IEEE Photonics Tech. Lett.* **5**, 365 (1993).
6. N.Shibata, R.G.Waarts, R.P.Braun, *Opt.Lett.* **12**, 269 (1987).
7. M.Niklès, L.Thévenaz, P.Robert, *Proceedings of the Conference on Nonlinear Guided-Wave Phenomena*, OSA Publications, 92 (1993).
8. T.Horiguchi, T.Kurashima, M.Tateda, *IEEE Photonics Tech. Lett.* **2**, 352 (1990).
9. X.Bao, D.J.Webb, D.A.Jackson, *Opt. Lett.* **18**, 552 (1993).
10. M.Niklès, L.Thévenaz, P.Robert, *Proceedings of the Conference on Optical Fiber Communications OFC'94*, OSA Publications, paper WF1, 89 (1994).

L'Optique Intégrée sur Silicium

Patrick Mottier

LETI (CEA - Technologies Avancées)

DOPT / CENG 17 rue des Martyrs, 38054 Grenoble Cedex 9, France

Historique

Il semble que l'Optique Intégrée sur Silicium soit née en France dès 1973 [1], mais elle s'est développée aux Etats-Unis au milieu des années 70 dans quelques laboratoires de grandes sociétés américaines [2,3], et surtout à l'Université de Cincinnati (Ohio) [4, 5, 6, 7]. Par la suite, cette technique a été étudiée et développée par trois acteurs principaux : Nippon Telegraph & Telephone Corp. (NTT) au Japon [8, 9, 10, 11], American Telephone & Telegraph Corp. (AT&T) aux Etats-Unis [12] et le Laboratoire d'Electronique, de Technologie et d'Instrumentation (LETI) en France [13, 14, 15], et ceci dès le tout début des années 80, ce qui en fait les pionniers de cette technologie.

Les technologies utilisées par ces laboratoires sont cependant différentes dans leurs principes et reflètent leurs pôles d'intérêts prédominants. Le LETI fortement impliqué par ailleurs dans la micro-électronique a développé une filière technologique basée sur des guides réalisés en silice CVD (Dépôt Chimique en Phase Vapeur), technologie classique de la micro-électronique, alors que NTT a misé sur une technologie du type FHD (Dépôt par Hydrolyse à la Flamme), technologie déjà mise en oeuvre pour la fabrication des fibres optiques dans laquelle NTT a toujours été très impliquée! On verra que chacune d'entre elles présente avantages et inconvénients et qu'il est encore difficile à l'heure actuelle de savoir si oui ou non, l'une prendra l'avantage sur l'autre.

Depuis quelques années, de nombreux laboratoires démarrent à leur tour des travaux de recherche et développement dans ce domaine [voir par exemple les réf. 16, 17, 18, 19].

Après la phase consacrée principalement à l'établissement de procédés de fabrication que nous situerons dans les années 80, la phase actuelle, marquée donc par une recrudescence du nombre de laboratoires impliqués, est consacrée à l'étude de circuits optiques en réponse aux demandes exprimées par les professionnels des communications optiques : diviseurs, duplexeurs, et multiplexeurs par exemple. L'aspect capteur, privilégié au commencement par le LETI, est longtemps resté le parent pauvre de la recherche en optique intégrée, là aussi la filiation des laboratoires impliqués explique probablement la situation.

A côté de cette tentative pour amener à maturité une technologie vieille maintenant d'une bonne vingtaine d'année, des voies nouvelles sont explorées comme la réalisation d'amplificateurs optiques sur silicium, la combinaison des

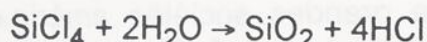
techniques de l'Optique Intégrée et du micro-usinage du silicium ou enfin le concept de "carte mère" silicium.

Différentes technologies

Hydrolyse à la flamme (FHD)

L'hydrolyse à la flamme procède en deux étapes, d'abord le dépôt d'une "suie" de silice d'aspect blanc opaque, suivi d'un traitement à très haute température (1300°C) qui vitrifie la suie pour obtenir un matériau de bonne qualité optique [20]. Ce traitement a pour conséquence une diminution considérable de l'épaisseur de la couche et l'apparition de très fortes contraintes dans le guide.

Le procédé repose sur la réaction:

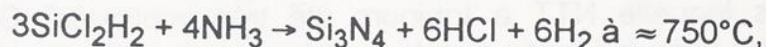


Les dopants utilisés sont très variés comme par exemple : TiO_2 , GeO_2 , P_2O_5 , B_2O_3 avec respectivement les précurseurs : TiCl_4 , GeCl_4 , PCl_3 et BCl_3 . L'eau de la réaction est produite par une torche H_2 / O_2 qui apporte simultanément l'énergie nécessaire.

Dépôt chimique en phase vapeur (CVD)

Il s'agit d'une technique de dépôt à partir de mélanges gazeux portés à haute température. Deux types de guides peuvent être fabriqués en CVD.

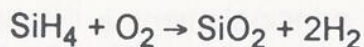
D'une part, des guides basés sur les composés du type SiO_xN_y . Les réactions mises en oeuvre sont soit:



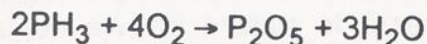
ou bien



D'autre part, des guides en silice plus ou moins dopée. La réaction de base est du type:



Les dopants sont amenés par voie gazeuse dans le mélange initial. Dans le cas du phosphore, le plus répandu, il s'agit de phosphine qui réagit avec l'oxygène, suivant la réaction:



L'oxygène de la réaction est le plus souvent apporté par NO_2 , bien que NO ou O_2 puissent aussi être utilisés.

En utilisant un plasma excité électriquement, on peut abaisser les températures de réaction (PECVD) vers 350°C. Les pressions typiques sont de l'ordre de 1 à 2 Torr.

Dépôt par voie Sol-Gel (SGD)

Les dépôts de sol-gel sont de plus en plus étudiés par les laboratoires de recherche [21]. Il s'agit d'une hydrolyse et d'une polycondensation d'alkoxydes métalliques. Le dépôt s'effectue en trois étapes : la formation d'une solution stable de particules (sol) suivi, après étalement à la tournette sur le substrat, d'un traitement de la solution pour en faire un matériau solide (gel) . Enfin un traitement thermique, transforme le gel en verre. Cette technique permet de fabriquer des guides de lumière pour l'instant encore de qualité optique moindre que ceux obtenus en CVD ou en FHD, mais l'effort mis sur cette technologie pourrait la faire progresser rapidement d'ici quelques années.

Structures optiques et les composants optiques de base

Forte différence d'indice entre coeur et gaines

Les techniques CVD semblent les mieux placées pour fabriquer ces guides en jouant sur toute la gamme des composés SiO_xN_y allant de la silice pure (SiO_2) au nitrure de silicium pur (Si_3N_4) qui offrent une gamme étendue d'indice et surtout un fort contraste d'indice entre coeur et gaines.

Par ailleurs, la silice réalisée par oxydation thermique constitue une première couche d'excellente qualité optique compatible avec les dépôts CVD du coeur et de la gaine supérieure.

En contrepartie du fort contraste d'indice, les guides se doivent d'avoir un coeur de très faible épaisseur pour être unimodaux. Ce point est un inconvénient pour le couplage direct avec une fibre optique : les circuits réalisés ainsi ne visent donc pas le marché des communications optiques, mais plutôt celui des capteurs optiques. L'avantage de cette technologie est la réelle compatibilité avec les procédés de la microélectronique, notamment dans les épaisseurs de couches (à graver), ainsi que le fort confinement qui permet de fabriquer des circuits de dimensions extrêmement réduites.

Grâce à cette différence d'indice élevée, l'intégration de tous les composants classiques de l'optique (lentilles [13], miroirs, lame séparatrice [15], réseaux, polariseurs [22]...) est possible et a été démontrée.

Faible différence d'indice entre coeur et gaines

Ce type de guides peut être fabriqué indifféremment par les techniques de FHD ou bien CVD citées plus haut. La différence d'indice est de l'ordre de grandeur de celle rencontrée dans les fibres optiques. Par conséquent, on retrouve les "mêmes dimensions typiques de coeurs" pour les fibres ou bien pour les guides. Ainsi des couplages théoriques de l'ordre de 98% peuvent être obtenus. De plus, les très faibles pertes de propagation déjà publiées

(quelques dB/m) leur donnent accès au marché des communications optiques. L'inconvénient réside principalement dans les durées des procédés de fabrication, compte-tenu de l'épaisseur des couches.

Cette faible différence d'indice a pour conséquence l'impossibilité d'intégrer des lentilles ou d'autres composants classiques de l'optique. La focalisation de faisceaux optiques ne peut se faire que par l'intermédiaire d'éléments "catadioptriques" réalisés par gravure totale de la structure optique, suivi d'une métallisation du flanc de gravure.

Mais c'est surtout la structure optique idéale pour le développement de circuits optiques à "microguides", c'est-à-dire l'équivalent de fibres optiques, mais à géométrie rectangulaire. Grâce à ces derniers combinés avec la maîtrise technologique des courbes, coupleurs, jonctions en "Y" ou en "X", la plupart des besoins en circuits passifs pour les communications optiques peuvent être résolus. Tous ces composants élémentaires ont d'ailleurs fait eux-aussi l'objet de nombreuses publications [par exemple 20].

La connexion aux fibres optiques de ces circuits a fait très tôt l'objet de recherche. Deux solutions d'intégration d'encoches centrées sur les "microguides" ont été démontrées utilisant soit les techniques de gravure anisotrope du silicium par voie chimique humide [5], ou bien une technique de gravure isotrope par plasma assistée par micro-ondes [23]. Cette dernière présente l'avantage de pouvoir être pratiquée n'importe où dans le dispositif et dans n'importe quelle direction à l'opposé des gravures anisotropes qui dépendent des axes cristallins.

Dessin des masques

La réalisation de composants ou circuits optiques intégrés passe inmanquablement par le dessin des masques sur console de travail à l'aide d'un logiciel spécialisé qui permettra leur fabrication. Celle-ci pose de véritables problèmes de qualité. En effet, les contraintes nouvelles imposées par l'optique (absence de rugosités ou raccords, courbes...) ne sont pas pris en compte par les logiciels spécialisés développés avant tout pour la micro-électronique. Pour répondre à ces problèmes spécifiques, le LETI a développé très tôt ses propres outils de description de masques pour l'optique intégrée. Toutefois, plutôt que de développer un logiciel complet, il a préféré partir de produits existants (CALMA, puis récemment CADENCE), sur lesquels il a "greffé" des outils de description spécifiques. Il s'agit là d'un moyen très puissant à la disposition des ingénieurs concepteurs de dispositifs optiques intégrés aussi bien sur silicium que sur tout autre matériau.

Les applications

Les domaines d'applications

Les circuits reliés à des fibres optiques et assurant certaines fonctions "d'extrémité" (connexions, couplages, modulation...). Dans cette catégorie, nous plaçons évidemment les circuits pouvant jouer un rôle dans tout système de transmission de données (diviseurs, multiplexeurs, multiplexeurs de longueurs

d'onde...), donc du domaine des communications optiques. Nous devons aussi y introduire les dispositifs qui pourraient jouer un rôle intéressant dans les réseaux de capteurs. Enfin une troisième série à prendre en compte est constituée des composants d'extrémité de capteurs à fibres optiques.

Dans un réseau de fibres optiques pour communications interviennent à un moment ou un autre des diviseurs de faisceaux du type 1 vers 2^N [24] ou même 2^M vers 2^N [25, 26]. L'emploi de l'Optique Intégrée pour réaliser cette fonction n'est bien sûr pas obligatoire, des diviseurs basés sur des fibres fondues existent, mais il est admis semble-t-il que dès que l'on vise $N > 3$ ou 4, l'utilisation de circuits optiques intégrés s'impose obligatoirement. Les diviseurs de faisceaux forment donc un exemple typique d'application aux communications. Ils seront très probablement les premiers circuits à apparaître dans les réseaux de fibres optiques. Nous pouvons en citer d'autres, comme les duplexeurs optiques [27,28] qui permettent d'utiliser une même fibre optique dans les deux directions à deux longueurs d'ondes différentes (1.3 & 1.55 μm) ou bien les multiplexeurs 2^N vers 1 [23, 29, 30, 31], qui permettent de coupler 2^N longueurs d'onde sur une fibre unique. Tous ces différents types de circuits ont fait l'objet de très nombreuses études et démonstrations en laboratoire.

Les circuits "autosuffisants". Il s'agit essentiellement de capteurs optiques, même si d'autres applications difficiles à classer dans ce domaine sont envisageables.

De nombreux capteurs sont étudiés dans les laboratoires. L'optique offre là d'intéressantes possibilités liées à son insensibilité aux rayonnements électromagnétiques et la possibilité de connecter ces capteurs à des fibres optiques s'il en était besoin... Un exemple sorti des laboratoires du LETI et commercialisé par CSO [32] dès 1987 est sans doute très représentatif des possibilités de cette technologie : il s'agit d'un interféromètre de Michelson utilisé pour mesurer les distances sans contact.

Des études sont menées dans de nombreuses autres directions comme les capteurs chimiques utilisant des produits réagissant d'une manière optique à la présence de certains composés chimiques (Méthane par exemple) ou bien la gyrométrie optique basée sur l'effet Sagnac. Dans ce dernier cas, l'une des approches possibles consiste à utiliser des anneaux résonants comme éléments sensibles. Initialement, ces derniers étaient utilisés pour mesurer les pertes de propagation lorsqu'elles devenaient très faibles [33, 34]. Le LETI a d'autre part mis en évidence en laboratoire l'effet Sagnac dans une "bobine" de guide de lumière long de 80 cm environ et de 3 cm de diamètre, imitant donc ainsi le principe des gyromètres à fibre optiques [A paraître].

Un autre type de circuit peut entrer dans cette catégorie, il s'agit de têtes de lecture pour disques magnéto-optiques où l'utilisation de l'Optique Intégrée présente de nombreux avantages: miniaturisation (faible inertie), fabrication collective (coût réduit), alignement des composants optiques par photolithographie... L'intérêt des industriels dans ce domaine est tel que la plupart d'entre eux mènent des recherches sur ce thème [35, 36, 37, 38].

Nouvelles technologies et nouveaux domaines

Guides dopés aux terres rares

L'intérêt des fibres dopées à l'erbium comme amplificateurs dans les systèmes de communication n'est plus à démontrer. Depuis, quelques laboratoires ont démarré des études dans le but de réaliser des amplificateurs du même type, mais cette fois sur un substrat de silicium, espérant ainsi développer des circuits plus compacts intégrant le composant amplificateur, mais aussi le composant assurant le couplage du laser de pompe. Les premiers résultats apparaissent depuis peu dans les publications et conférences [39, 40, 41].

Micro-opto-mécanique

Le silicium est un matériau qui se prête, au-delà de la micro-électronique, à de nombreuses applications. L'Optique Intégrée en est une, les micro-capteurs physiques tels que accéléromètres ou capteurs de pression peuvent ainsi être réalisés à l'aide de poutres ou membranes mobiles fabriquées par micro-usinage du silicium. Généralement, la lecture de ce type de capteur se fait par voie électrique, en général grâce à une capacité qui varie sous l'influence des déformations. Cette lecture électrique peut poser certains problèmes dans les cas d'environnements difficiles, par exemple en présence de forts champs électromagnétiques. On peut alors songer à une lecture par voie optique. L'Optique Intégrée trouve donc là un nouveau champ d'applications sur lequel de nombreux laboratoires sont déjà à l'oeuvre [42, 43, 44, 45, 46].

Carte mère silicium

Introduit pour la première fois dès 1989 [47], ce concept extrêmement séduisant propose d'utiliser le silicium comme substrat pour les composants passifs, pour lesquels, nous l'avons vu, il est très bien placé, mais aussi comme substrat d'hybridation pour les composants actifs (sources, détecteurs, modulateurs). Les sources laser III-V présentent probablement le plus de difficultés. Il s'agit en effet de garantir comme pour les autres composants un bon alignement optique avec les composants passifs, mais aussi une évacuation convenable de la chaleur dissipée. Le silicium présente là un avantage indéniable grâce à sa conductivité thermique élevée ($140 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ à comparer au cuivre 400 et à l'aluminium 240). Il s'agit d'un domaine en développement dans de nombreux laboratoires [47, 48, 49].

Conclusion

L'Optique Intégrée sur Silicium arrive désormais à maturité du moins pour les composants passifs pour communications optiques, et la multiplication et le développement des réseaux actuels devraient être l'occasion de mener cette technologie à un niveau industriel sérieux. Dans ce cadre, il est clair que l'avantage de l'une ou l'autre des technologies CVD et FHD n'est pas encore montré. A plus long terme, des circuits complexes alliant amplificateurs à Erbium, hybridation de composants actifs pourraient à leur tour trouver leur place dans ces réseaux.

L'application aux capteurs optiques est plus difficile, chacun d'entre eux ayant ses propres contraintes en terme de performances / coût, il est bien difficile aujourd'hui de prévoir où ils apparaîtront le premier. Les approches technologiques pouvant être extrêmement variées, il est aussi assez difficile de les faire profiter d'un effet de "masse" qui ferait baisser sensiblement les coûts de développement. Il est possible cependant que ces derniers profiteront de l'apparition de fondeurs "Optique Intégrée" pour les communications optiques pour se développer.

Références

- [1] Integrated optical photodetector, D. B. Ostrowsky et al., Appl. Phys. Lett., Vol. 22, No. 9, May 1973.
- [2] Integrated optical detector array, waveguide, and modulator based on silicon technology, G.E. Marx et al., IEEE Journal of Solid-State Circuits, Vol. Sc-12, No. 1, February 1977.
- [3] Silicon nitride films on silicon for optical waveguides, W. Strutius et al., Applied Optics, Vol. 16, No. 12, December 1977.
- [4] Integrated optical silicon photodiode array, J.T. Boyd et al., Applied Optics, Vol. 15, No.6, June 1976.
- [5] Optical coupling from fibers to channel waveguides formed on silicon, J.T. Boyd et al., Applied Optics, Vol. 17, No. 6, March 1978.
- [6] Phosphosilicate glass flow for integrated optics, A. Naumaan et al., J. Vac. Sci. Technol., Vol. 17, No. 1, Jan./Feb. 1980.
- [7] Reduction of scattering from a glass thin-film optical waveguide by CO₂ laser annealing, S. Dutta et al., Appl. Phys. Lett., Vol. 37, No. 6, September 1980.
- [8] Deposited silica waveguide for integrated optical circuits, T. Izawa et al., Appl. Phys. Lett., Vol. 38, No. 7, April 1981.
- [9] Optical directional coupler using deposited silica waveguides (DS guides), Y. Murakami et al., IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. QE-17, No. 6, June 1981.
- [10] Multimode deposited silica waveguide and its application to an optical branching circuit, H. Mori et al., IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. QE-18, No. 4, April 1982.
- [11] Sputtered silica waveguides with an embedded three-dimensional structure, N. Imoto et al., Journal of Lightwave Technology, Vol. LT-1, No. 1, March 1983.
- [12] Low-loss Si₃N₄-SiO₂ optical waveguides on Si, C.H. Henry et al., Applied Optics, Vol. 26, No. 13, July 1987.
- [13] Integrated Fresnel lens on thermally oxidized silicon substrate, P. Mottier et al., Applied Optics, Vol. 20, No. 9, May 1981.
- [14] Integrated optical spectrum analyser using planar technology on oxidised silicon substrate, S. Valette et al., Integrated Optics and Optical fiber communications, IOOC 83, Tokyo (J), June 27-30, 1983.
- [15] Integrated optical circuits achieved by planar technology on silicon substrates : application to the optical spectrum analyzer, S. Valette et al., IEEE Proceedings, 113, part H, 1984.

- [16] Integrated optics on silicon with PECVD- fabricated waveguides, H. Bezzaoui et al., Micro System Technologies 90, 1st International Conference on Micro, Electro, Opto, Mechanic Systems, Berlin (D), 1990.
- [17] Rapid deposition of high-quality silicon oxynitride waveguides, K. Kasper et al., IEEE Transactions Photonics Letters, Vol. 3, No. 12, December 1991.
- [18] Birefringence control and dispersion characteristics of silicon oxynitride optical waveguides, J. Aarnio et al., Electronics Letters, Vol. 27, No. 25, December 1991.
- [19] High efficient coupling structures for integrated optic electronic circuits, D. Zurhelle et al., Micro System Technologies 91, 2nd International Conference on Micro, Electro, Opto, Mechanic Systems, Berlin (D), 1991.
- [20] Silica waveguides on silicon and their application to integrated-optic components, M. Kawachi, Optical and Quantum Electronics, Vol. 22, 1990.
- [21] Fabrication of buried channel waveguides on silicon substrates using spin-on glass, A.S. Holmes et al., Applied Optics, Vol. 32, No. 25, September 1993.
- [22] Optical polarisers of high extinction ratio integrated on oxidised silicon substrate, G. Grand et al., Electronics Letters, Vol. 20, No. 18, August 1984.
- [23] Fiber pigtailed wavelength multiplexer / demultiplexer at 1.55 microns integrated on silicon substrate, G. Grand et al., The seventh annual European Fibre Optic Communication, EFOC LAN 90, Munich, June 1990.
- [24] Design and fabrication of silica based integrated optic 1x128 power splitter, H. Takahashi et al., Electronics letters, Vol.27, No.23, November 1991.
- [25] Integrated optics NxN multiplexer on silicon, C. Dragone et al., IEEE photonics technology letters, Vol.3, No.10, October 1991.
- [26] Fabrication of large scale integrated optic NxN star couplers, K. Okamoto et al., IEEE photonics technology letters, Vol.4, No.9, September 1992.
- [27] A compact optical module with a 1.3 μm /1.5 μm WDM circuit for optical fiber optic subscriber systems, J. Yoshida et al., IEICE Trans. Commun., Vol. E75-B, No.9, September 1992.
- [28] Integrated polarization insensitive 1.3/1.55 microns duplexer on silica-based technology, J. Magerand et al., To be published.
- [29] 16-channel optical wavelength multiplexer/demultiplexer integrated on silicon substrate, the ninth annual European Fibre Optic Communications, G. Grand et al., EFOC LAN 91, London, 1991.
- [30] Flat-field spectrograph in SiO_2/Si , P.C. Clemens, IEEE Photonic technology letters, Vol. 4, No. 8, 1992.
- [31] Polarization-insensitive arrayed-waveguide grating wavelength multiplexer on silicon, H. Takahashi et al., Optics Letters, Vol. 17, No. 7, April 1992.
- [32] Compagnie des Senseurs Optiques, 70 rue des Martyrs, 38000 Grenoble, France.
- [33] Measurement of very low-loss silica on silicon waveguides with a ring resonator, R. Adar et al., Appl. Phys. Lett., Vol 58, No 5, 4 February 1991
- [34] Low-loss ring resonators fabricated from silicon based integrated optics technologies, J. Bismuth et al., Electronics letters, Vol 27, No 9, 25th april 1991

- [35] An integrated-optics disc pick-up device, S. Ura et al., IEEE J. Lightwave Tech., LT-4, 1986.
- [36] An integrated-optic detection device for magneto-optical disc pick-up, H. Sunagawa et al., International Symposium on Optical Memory, Tech.. Digest FA-7, Sept. 16-18, 1987, Tokyo.
- [37] Magneto-optical reading and writing integrated heads: a way to a multigigabyte multi-rigid-disk drive, S. Renard et al., SPIE Vol.1499, Optical data Storage, 1991.
- [38] Integrated optics for optical data storage, B. N. Kurdi, European Conference on Integrated Optics, April 18-22, 1993, Neuchâtel, CH.
- [39] 15 dB net gain demonstration in Er^{3+} glass waveguide amplifier on silicon, J. Shmlovich et al., Optical Fiber Communication 93.
- [40] Low energy erbium implanted $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2/\text{Si}$ waveguides, O. Lumholt et al., Electronics Letters, Vol.28, No.24, November 1992.
- [41] Optical doping of waveguide materials by MeV Er implantation, A. Polman et al., J. Appl. Phys., 70 (7), October 1991.
- [42] Integrated optic accelerometer employing a cantilever on a silicon substrate, M. Ohkawa et al., Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 28, No. 2, February 1988.
- [43] Design and fabrication of a micromachined integrated optical pressure sensor, K. Fisher et al., Micro System Technologies 91, 2nd International Conference on Micro, Electro, Opto, Mechanic Systems, Berlin, 1991.
- [44] Integrated optics and micromechanics on silicon for sensor applications, H. Bezzaoui et al., Micro System Technologies 91, 2nd International Conference on Micro, Electro, Opto, Mechanic Systems, Berlin, 1991.
- [45] Integrated optics combined with micromechanics on silicon, H. Bezzaoui et al., Sensors and Actuators A, Vol.29, 1991.
- [46] Micromechanical devices on silicon with integrated optical read-out, H. Bezzaoui et al., Micro System Technologies 92, 2nd International Conference on Micro, Electro, Opto, Mechanic Systems, Berlin, 1992.
- [47] Glass waveguides on silicon for hybrid optical packaging, C. H. Henry et al., Journal of lightwave technology, Vol.7, No.10, October 1989.
- [48] Hybrid integration of semiconductor lasers with Si-based single mode ridge waveguides, E. E. L. Friedrich et al., Journal of lightwave technology, Vol.10, No.3, March 1992.
- [49] Film-level hybrid integration of AlGaAs laser diode with glass waveguide on Si substrate, M. Yanagisawa et al., IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 4, No. 1, January 1992.

- [35] An integrated, distributed, and dynamic system for the control of a robot arm, *IEEE Trans. Robot. Automat.*, 1991, 7(2), 145-154.
- [36] An integrated and dynamic system for the control of a robot arm, *IEEE Trans. Robot. Automat.*, 1991, 7(2), 145-154.
- [37] Magneto-optical storage system for a robot arm, *IEEE Trans. Robot. Automat.*, 1991, 7(2), 145-154.
- [38] Optical system for a robot arm, *IEEE Trans. Robot. Automat.*, 1991, 7(2), 145-154.
- [39] 1.5 dB net gain demonstration in a 1.5 μ m waveguide, *Opt. Lett.*, 1991, 16(10), 645-647.
- [40] Low energy electron beam induced luminescence (LEEL) for the detection of defects in a semiconductor, *Opt. Lett.*, 1991, 16(10), 645-647.
- [41] Control of a waveguide network for a robot arm, *IEEE Trans. Robot. Automat.*, 1991, 7(2), 145-154.
- [42] Integrated optical system for a robot arm, *IEEE Trans. Robot. Automat.*, 1991, 7(2), 145-154.
- [43] Design and fabrication of a microstructured waveguide network for a robot arm, *IEEE Trans. Robot. Automat.*, 1991, 7(2), 145-154.
- [44] Integrated optical system for a robot arm, *IEEE Trans. Robot. Automat.*, 1991, 7(2), 145-154.
- [45] Integrated optical system for a robot arm, *IEEE Trans. Robot. Automat.*, 1991, 7(2), 145-154.
- [46] Integrated optical system for a robot arm, *IEEE Trans. Robot. Automat.*, 1991, 7(2), 145-154.
- [47] Integrated optical system for a robot arm, *IEEE Trans. Robot. Automat.*, 1991, 7(2), 145-154.
- [48] Integrated optical system for a robot arm, *IEEE Trans. Robot. Automat.*, 1991, 7(2), 145-154.
- [49] Integrated optical system for a robot arm, *IEEE Trans. Robot. Automat.*, 1991, 7(2), 145-154.
- [50] Integrated optical system for a robot arm, *IEEE Trans. Robot. Automat.*, 1991, 7(2), 145-154.
- [51] Integrated optical system for a robot arm, *IEEE Trans. Robot. Automat.*, 1991, 7(2), 145-154.
- [52] Integrated optical system for a robot arm, *IEEE Trans. Robot. Automat.*, 1991, 7(2), 145-154.
- [53] Integrated optical system for a robot arm, *IEEE Trans. Robot. Automat.*, 1991, 7(2), 145-154.
- [54] Integrated optical system for a robot arm, *IEEE Trans. Robot. Automat.*, 1991, 7(2), 145-154.
- [55] Integrated optical system for a robot arm, *IEEE Trans. Robot. Automat.*, 1991, 7(2), 145-154.
- [56] Integrated optical system for a robot arm, *IEEE Trans. Robot. Automat.*, 1991, 7(2), 145-154.
- [57] Integrated optical system for a robot arm, *IEEE Trans. Robot. Automat.*, 1991, 7(2), 145-154.
- [58] Integrated optical system for a robot arm, *IEEE Trans. Robot. Automat.*, 1991, 7(2), 145-154.
- [59] Integrated optical system for a robot arm, *IEEE Trans. Robot. Automat.*, 1991, 7(2), 145-154.
- [60] Integrated optical system for a robot arm, *IEEE Trans. Robot. Automat.*, 1991, 7(2), 145-154.

CONTRIBUTION DES FLUCTUATIONS STATISTIQUES A LA LARGEUR SPECTRALE DES DIODES LASER

Jacques ARNAUD

Equipe de Microoptoélectronique de Montpellier, 34095 Cédex 05, FRANCE.

Les mesures effectuées par Welford et Mooradian sur des diodes laser [1] ont montré que la largeur spectrale décroît en raison inverse de la puissance émise P (loi de Schawlow-Townes modifiée), puis tend aux fortes puissances vers une valeur limite d'environ 1 MHz à la température ambiante et 10 MHz à 4 K. Pour expliquer ces résultats expérimentaux, les auteurs ont supposé que la variance du nombre d'électrons est égale à sa valeur moyenne. Ils ont par ailleurs identifié la largeur spectrale du laser à la fluctuation quadratique moyenne de la fréquence instantanée. Comme plusieurs auteurs l'ont fait remarquer [2], cette théorie est erronée. Cependant la contribution des fluctuations statistiques de l'occupation des états du semiconducteur constitue une limite fondamentale que l'on ne peut pas ignorer. L'objet de cette communication est de reprendre la question en tenant compte du fait que l'effet de compression de gain est du même ordre de grandeur que l'effet étudié. Naturellement cette source fondamentale de bruit n'exclut pas d'autres contributions dues aux modes secondaires, au réseau induit, au bruit en $1/f$...

Un nombre complexe z est noté: $z' + i z''$. Rappelons quelques notions de théorie du signal. Pour des raisons de simplicité mathématique on représente un "bruit" par une fonction aléatoire, c'est-à-dire par un ensemble de fonctions $x(t, \zeta)$. Le paramètre ζ , souvent omis pour des raisons de concision, appartient à un espace de probabilité. Nous ne considérons que des fonctions réelles classiques du temps dont les valeurs moyennes $\langle x(t) \rangle$ sont nulles (le signe $\langle . \rangle$ est omis lorsqu'il est évident). L'écart par rapport à la valeur moyenne, ou fluctuation, est noté Δ . On suppose que les processus sont stationnaires et ergodiques, ce qui veut dire que l'origine du temps est sans importance et que les moyennes d'ensemble peuvent être remplacées par des moyennes temporelles. On définit la covariance $C(\tau) \equiv \langle x(\tau) x(0) \rangle$ et la variance $C(0)$. La densité spectrale bilatérale $S(f)$, transformée de Fourier de $C(\tau)$, n'est jamais négative. Dans cet exposé x représente, par exemple, les

fluctuations du débit de photons ou de la fréquence instantanée. La largeur spectrale (totale à mi-hauteur) $\delta\nu$ de l'oscillateur laser est égale à 2π fois la densité spectrale (bilatérale) basse fréquence ($f \rightarrow 0$) des fluctuations de fréquence $\Delta\nu(t)$.

Nous présentons d'abord une théorie classique du bruit qui repose sur un principe simple et unique: des atomes soumis à un champ optique prescrit effectuent des transitions indépendantes. En effet les atomes ne peuvent pas "communiquer" entre eux, pour ainsi dire, et sont donc indépendants. Ce concept nous donne l'expression de la source de bruit fondamentale aussi bien pour les atomes absorbants (par exemple ceux d'un détecteur) que pour les atomes émissifs. Les résultats obtenus à partir de ce concept sont en accord exacts avec ceux de la Mécanique Quantique lorsque le nombre de particules est grand, même lorsque les états de la lumière sont "non-classiques" [3]. A notre avis, la théorie alternative selon laquelle l'origine du bruit est l'émission spontanée dans le mode ne peut pas être interprétée en termes classiques.

Le comportement des semiconducteurs est complexe. Le gain optique et le débit de recombinaison spontanée ne sont pas proportionnels au nombre de porteurs. De plus, l'élévation de la température des porteurs par rapport à celle du réseau cristallin et le trou se produisant dans la distribution énergétique des porteurs se traduisent par une compression du gain complexe, appelée aussi "effet de gain nonlinéaire" qui a des conséquences drastiques sur la modulation et le bruit des diodes laser [4].

Si les fluctuations statistiques étaient négligeables, le bruit d'amplitude pourrait être supprimé grâce à la compression de gain, même si le courant injecté fluctue au niveau du bruit de grenaille. Mais les fluctuations d'occupation des états électroniques introduisent une contribution qui est du même ordre de grandeur que celle de la compression de gain. Le bruit d'amplitude est de ce fait, au moins la moitié du bruit de grenaille [5]. Cette observation nous a conduit à réexaminer l'influence des fluctuations statistiques sur la largeur spectrale des diodes laser.

Nous appelons, respectivement, J , S , R , et Q les débits d'électrons injectés, de recombinaison spontanée, de génération de photons par émission stimulée et de photons émis par la cavité (et éventuellement absorbés dans un détecteur idéal). J (supposé constant) et S sont réels, mais les débits R et Q

sont complexes, les parties réelles et imaginaires correspondant respectivement aux puissances actives et réactives. Les nombres d'électrons et de photons sont notés N et m , respectivement. Aux fréquences basses on néglige l'accumulation des électrons et des photons et on a

$$J - S = R = Q \Rightarrow J - \langle S \rangle = \langle R \rangle = \langle Q \rangle, \quad -\Delta S = \Delta R' = \Delta Q' \quad (1)$$

Les débits S , R et Q comportent deux termes: une fonction déterministe de N et de m , et une fluctuation intrinsèque de densité spectrale constante. On admettra les formes simplifiées suivantes

$$S = N/\tau_s + s, \quad S_s = S \quad (2a)$$

$$Q = m/\tau_p + q' + i q'', \quad S_{q'} = S_{q''} = Q \quad (2b)$$

$$R = m/\tau_p + y m + r' + i r'', \quad y = (a' + i a'') \Delta N + (b' + i b'') \Delta R',$$

$$S_{r'} = S_{r''} = (2 n_p - 1) Q \quad (2c)$$

Dans ces expressions τ_s représente le temps de recombinaison spontanée et $\tau_p \equiv 1/2\pi f_0$ le temps de vie des photons dans la cavité. a' représente le gain différentiel. Le facteur de couplage amplitude-phase est: $\alpha \equiv a''/a'$. Le terme b' est dû principalement au trou spectral et le terme b'' aux porteurs chauds. Si l'on suppose les bandes symétriques et si l'on appelle f_c l'occupation moyenne d'un état électronique (donné par la distribution de Fermi-Dirac) pour l'énergie $E = h\nu$, l'expression de n_p est, en l'absence de fluctuations statistiques

$$n_p = f_c^2 / (2 f_c - 1) \quad (3)$$

Une valeur usuelle de f_c à la température ambiante est 0,6 correspondant à un facteur d'inversion de population $n_p = 1,8$. Les termes de bruits, s , q' , q'' , r' , r'' sont indépendants.

La fluctuation de fréquence optique est obtenue à partir de considérations élémentaires sous la forme

$$4 \pi m \Delta v = \Delta R'' - \Delta Q'' \quad (4)$$

La largeur spectrale totale à mi-hauteur δv se déduit des Eqs.(1)-(4). En l'absence de trou spectral et de porteurs chauds ($b' = b'' = 0$) on obtient d'abord à partir de $\Delta R' = \Delta Q'$ la relation: $m \Delta N = (q' - r')/a'$. Si on introduit cette expression dans: $\Delta R'' - \Delta Q'' = a'' m \Delta N + r'' - q''$ on obtient le résultat classique [6]

$$\delta v / f_0 = (n_p / m) (1 + \alpha^2)/2 \quad (5)$$

Des valeurs typiques sont: $n_p = 1,8$, $f_0 = 50$ GHz, $\alpha = -5$ et $m = 10^5$ correspondant à une puissance totale émise $P \approx 4$ mW à la longueur d'onde de $1,5 \mu\text{m}$. Dans ce cas la largeur spectrale δv vaut, d'après l'Eq.(4): 12 MHz.

Considérons maintenant le terme de compression de gain b' , négligeant b'' pour des raisons de simplicité. Mis à part une petite contribution due à s , l'expression obtenue est identique à celle de l'Eq. (5) à condition de diviser α par le facteur

$$c \equiv 1 - b'/(a' \tau_s) > 1 \quad (6)$$

La proportionnalité entre δv et $1/P$ est préservée mais la pente diminue lorsque le courant de seuil (inversement proportionnel à τ_s) et le temps de relaxation intrabande augmentent. Ce dernier augmente lorsque la température diminue, ce qui peut expliquer en partie la diminution de pente observée aux basses températures.

Considérons maintenant les fluctuations statistiques. L'occupation x_k de l'état électronique k est égale à 1 avec la probabilité f_k et égale à zéro avec la probabilité $1 - f_k$. La moyenne de x_k est donc égale à f_k et sa variance à: $f_k (1 - f_k)$. (Cette quantité peut aussi être écrite $kT \partial f_k / \partial E$, où T est la température et k la constante de Boltzmann). Les sauts de x_k de 1 à 0 ou de 0 à 1 se produisent à des instants indépendants, distants en moyenne de $2\tau_c$, où $\tau_c \approx 1$ ps est le temps de retour au (quasi-) équilibre thermodynamique (théorème de régression des fluctuations).

La contribution d'une transition interbande k au gain complexe s'écrit, à une constante près

$$Y_k = (x_k - y_k)[1 + i 2\pi\tau(\nu_k - \nu_0)]^{-1} \quad (7)$$

où $\tau \approx 0,3$ ps est le temps moyen de collision. y_k , relatif à la bande de valence, a la même variance que x_k mais il en est indépendant. Après sommation sur k (on suppose que la densité d'état varie lentement au voisinage de $E = h\nu_0$), on obtient à partir de l'Eq.(7) le gain moyen, ainsi que les fluctuations δG , δB des parties réelles et imaginaires du gain. Les densités spectrales (basses fréquences) sont obtenues en multipliant les variances par $2\tau_c$.

On constate que δG et δB ne sont pas corrélés et ont la même densité spectrale. Il suffit donc d'ajouter à n_p un terme, proportionnel à la puissance, pour tenir compte des fluctuations statistiques. Il en résulte une contribution à la largeur spectrale de l'oscillation laser indépendante de la puissance. Cette conclusion suppose que le paramètre α est constant. En fait, aux très fortes puissances N augmente et l'oscillation se produit à des énergies de photon inférieures à celles correspondant au maximum du gain. Il en résulte une augmentation du facteur α et de la largeur spectrale. L'ordre de grandeur de la largeur spectrale ainsi calculée paraît compatible avec les résultats expérimentaux. Mais il faut bien admettre que d'autres explications restent plausibles.

Références:

- 1 D. Welford et A. Mooradian, Appl. Phys. Lett. **40**, 865 (1982).
- 2 K. Vahala et A. Yariv, Appl. Phys. Lett. **43**, 140 (1983).
- 3 J. Arnaud, Physique des diodes laser, dans: Ecole d'été d'optoélectronique, Les Editions de Physique, Les Ulis, France (1989).
- 4 J. Arnaud, Phys. Rev. A **48**, 2235 (1993).
- 5 J. Arnaud, Optical and Quantum Electr. A paraître.
- 6 M. Lax, Phys. Rev. A **160**, 290 (1967).

Commande de la fréquence absolue de lasers à semi-conducteurs.

Michel Têtu, Christine Latrasse, Michel Poulin, Marc Breton, Martin Guy,
Claude Gamache, Pierre Tremblay et Bernard Villeneuve*.

Centre d'optique, photonique et lasers (COPL)
Département de génie électrique,
Université Laval
Ste-Foy, Québec, Canada, G1K 7P4

* Advanced Technology Laboratory
Bell-Northern Research Laboratory
Ottawa, Ontario, Canada, K1Y 4H7

Les communications optiques multifréquences

Les systèmes de communications optiques multifréquences offrent la possibilité d'accroître la capacité des canaux de transmission sans avoir à modifier les liens par fibre optique déjà établis. On peut également envisager de configurer les réseaux de communications de façon à ce que la longueur d'onde puisse servir à aiguiller l'information entre la source et sa destination. De même, il sera possible de répartir les services offerts et de les rendre accessibles sur des longueurs d'onde différentes [1]. Toutes ces applications exigeront que la fréquence de chaque laser-émetteur soit commandée avec précision et maintenue à la valeur désirée.

Il est relativement facile de s'assurer que la longueur d'onde d'un laser à semi-conducteurs est bien ajustée à une certaine valeur. Il suffit de déterminer, par étalonnage, les valeurs adéquates du courant d'injection et de la température de la jonction et de les maintenir constantes, de façon automatique. Il a été démontré que dans les conditions environnementales d'un laboratoire de recherche, la fréquence de lasers commerciaux ne s'écartait pas plus de 1.5 GHz par année [2]. Fort d'une telle constatation, il faut maintenant s'assurer que les valeurs des fréquences optiques choisies sont les mêmes pour tous les usagés, qu'elles sont reproductibles en divers lieux et qu'aucune ne s'écarte trop de la valeur initiale.

Le maintien à long terme de la fréquence peut s'accomplir en asservissant la fréquence du laser sur une référence de fréquence optique qui doit être plus stable. La procédure étant bien établie, la reproductibilité s'en trouvera assurée. Il reste alors le problème de la valeur absolue des fréquences. Dans ce cas, il faut référer la fréquence du laser à l'étalon primaire du temps et de la fréquence, soit l'étalon à jet de césium. Comme une telle comparaison est très complexe, on est restreint d'effectuer la comparaison avec un étalon secondaire et la précision en est quelque peu réduite. Cependant, il est important de mentionner que les précisions atteintes sont déjà de plusieurs ordres de grandeur supérieures aux besoins actuels du monde des télécommunications [3]. Ainsi donc, un asservissement de la fréquence d'un laser sur une résonance atomique ou

moléculaire permet de répondre adéquatement aux besoins fondamentaux soit la précision, la stabilité et la reproductibilité de la fréquence.

Les lasers qui suscitent le plus d'intérêt en ce moment opèrent dans la bande voisine de 1550 nm (193.5 THz). Cette bande de fréquences présente une très faible atténuation (0.2 dB/km) dans les fibres de silice. De plus, elle correspond à la plage d'opération des amplificateurs à fibre de silice dopée à l'erbium (EDFA) [4].

Des sources à fréquence absolue

De nombreux travaux de recherche récents ont démontré le bien-fondé de l'asservissement de la fréquence des lasers à semi-conducteurs sur une résonance atomique ou moléculaire [5,6,7]. Nous limitons notre présentation à un résumé de nos derniers résultats portant sur l'asservissement de la fréquence de lasers à semi-conducteurs sur des résonances atomiques (rubidium) et moléculaires (acétylène). Les lasers utilisés sont de type à contre-réaction optique distribuée et à multiple puits quantiques (MQW-DFB: multi-quantum well-distributed feedback laser).

Asservissement de la fréquence d'un laser sur une vapeur de rubidium pompée optiquement

Le rubidium est un alcalin offrant des transitions à partir de son état fondamental pour des longueurs d'onde à 780 nm (raie D_2) et 795 nm (raie D_1) [8]. De même, il présente des transitions à partir des premiers états excités à 1324 nm et 1529 nm [9]. La figure 1 donne un aperçu de ces diverses transitions. Nous avons démontré, dans nos travaux antérieurs, diverses possibilités d'asservissement de la fréquence de lasers à semi-conducteurs sur ces transitions [10,11,12, 13].

Aux environs de 1529 nm, les transitions sont observées à partir d'une vapeur pompée à l'aide d'un laser à 780 nm. Le laser pompe (780 nm) fournit quelques dixièmes de milliwatt (0.3 mW) à la vapeur alors que le faisceau sonde (1529 nm) requiert quelques dizaines de microwatts (25 μ W). Il a été observé que la largeur de raie de la résonance est alors d'environ 45 MHz, ce qui permet un pointé précis sur l'extremum de la courbe. Le laser pompe est asservi en fréquence sur la raie d'absorption afin d'assurer qu'il est toujours accordé correctement pour maintenir une bonne efficacité de pompage. Pour ce faire, il est modulé en fréquence, il en résulte que la classe d'atomes qui absorbe le signal sonde est modulée en fréquence. Le laser sonde n'a donc pas à être modulé en fréquence pour permettre la détection synchrone de l'accord de fréquence. Cela peut-être un avantage important dans plusieurs applications. Comme la classe d'atomes pompés dépend de la fréquence du laser pompe, il existe un déplacement de fréquence de la résonance à 1529 nm, associé au désaccord résiduel. Cet état de fait peut nuire à la précision absolue escomptée mais son importance peut-être diminuée en asservissant le laser pompe sur un pic d'absorption saturée. Il est estimé, pour l'instant, que les diverses fréquences accessibles par cette approche sont connues avec une précision absolue de l'ordre de 40 MHz (2×10^{-7}).

Asservissement sur une vapeur de rubidium d'un laser doublé en fréquence

Lorsque la fréquence d'un laser à 1560 nm est doublée, le signal émis à 780 nm peut être utilisé pour interroger une vapeur de rubidium. Le professeur Ohtsu et ses collègues ont déjà démontré que le signal de deuxième harmonique présent à la sortie d'un laser à semi-conducteurs (1.2 pW), pouvait être suffisant pour permettre son asservissement sur une vapeur de rubidium [14]. Cependant comme le signal disponible est plutôt marginal, nous avons opté pour l'utilisation d'un cristal non linéaire fait de niobate de potassium (KNbO_3) afin d'en obtenir un signal de deuxième harmonique de plus grande intensité. Ainsi, nous avons pu générer 2.2 nW à 780 nm à partir d'un signal de 11.3 mW à 1560 nm, pour une efficacité de conversion de 17.2 pW/mW². Ce signal fut amplement suffisant pour nos besoins et nous avons démontré l'asservissement d'un laser opérant à 1560 nm sur une résonance en absorption linéaire d'une vapeur de rubidium interrogée à 780 nm. Nos premiers résultats avec cette méthode montrent que les fluctuations de fréquence sont réduites à un niveau moindre que 1 MHz [15]. De même, une technique d'observation d'une résonance sans effet Doppler est mise à l'essai en ce moment [16].

Asservissement de la fréquence d'un laser sur l'acétylène

L'acétylène, $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$, est un gaz moléculaire qui présente de nombreuses résonances dans son spectre de rotation-vibration. Il se retrouve à l'état isotopique sous différentes formes et son utilisation comme référence de fréquence pour asservir la fréquence de lasers à semi-conducteurs a déjà été démontrée [17]. Nous avons étudié les formes $^{13}\text{C}_2\text{H}_2$ et $^{12}\text{C}_2\text{HD}$ [18].

À titre d'exemple, la figure 2 montre les diverses raies d'absorption du $^{13}\text{C}_2\text{H}_2$ au voisinage de 1530 nm. Ces résonances correspondent à une combinaison ($\nu_1 + \nu_3$) de vibrations symétriques de la molécule. Nous y remarquons au moins 114 raies qui peuvent être utilisées pour asservir un laser. Ces raies sont observées avec une cellule de 5 cm de long, contenant une pression de gaz de 26.2 torr. Le coefficient d'absorption maximal est d'environ 70%. Avec un tel système de référence, il est facile d'asservir la fréquence d'un laser. Il suffit d'utiliser une cellule d'absorption et de mesurer le signal transmis via une détection synchrone. Le principal problème peut venir de l'identification de la raie utilisée pour l'asservissement. Comme l'espacement spectral entre chaque raie est d'environ 60 GHz, il faut s'assurer que la fréquence nominale du laser est préalablement connue avec une précision supérieure à cette valeur.

Stabilité de fréquence

La caractérisation de la stabilité de la fréquence d'un oscillateur s'effectue, dans le domaine du temps, à l'aide de la variance d'Allan (variance à 2 échantillons) calculée sur des valeurs moyennes de la fréquence comptée sur des temps divers [19, 20]. Comme il n'est pas encore possible de compter directement la fréquence des signaux

optiques, on doit d'abord effectuer une translation dans le domaine des fréquences du signal optique. La technique "hétérodyne optique" est tout à fait appropriée. Pour ce faire, deux systèmes semblables, réalisant l'asservissement de la fréquence d'un laser sur une référence optique, sont construits, puis les signaux émis par les lasers sont sommés sur la surface d'un photodétecteur rapide. Un signal de fréquence égale à la différence de fréquence des deux lasers est alors produit par le photodétecteur. L'écart de fréquence est établi en asservissant les lasers sur deux résonances distinctes ou par décalage de fréquence avec un modulateur externe [21].

La figure 3 montre les résultats des mesures effectuées lorsque les lasers sont asservis sur l'acétylène et le rubidium pompé. L'axe horizontal est le temps de moyennage de la fréquence, exprimé en secondes, alors que l'axe vertical est la racine carrée de la variance d'Allan, exprimée en valeur relative. Ces valeurs correspondent, en gros, aux fluctuations "r.m.s." relatives de l'écart de fréquence entre les deux lasers. Les cercles vides présentent les résultats obtenus lorsque les deux lasers DFB sont "libres", c'est à dire lorsque la boucle d'asservissement n'est pas en action. On remarque, des temps de moyennage inférieur à 1 s, que les résultats sont quasi-constants au niveau de 1×10^{-8} , ce qui signifie des variations "r.m.s." d'environ 2 MHz. Pour des temps plus longs, on observe que la stabilité se détériore au fur et à mesure que le temps de moyennage s'accroît. Il faudrait davantage de mesures, sur des temps beaucoup plus longs, pour connaître la nature de cette dégradation. Les carrés pleins indiquent les résultats obtenus lorsque les deux lasers sont asservis sur des résonances de l'acétylène: P(7) de $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$ (1529.179 nm) et R(7) de $^{13}\text{C}_2\text{H}_2$ (1529.276 nm). On remarque que la stabilité de la fréquence, pour les temps de moyennage les plus longs, est améliorée de plus de deux ordres de grandeur. Elle atteint le niveau de 5×10^{-11} au minimum. À plus court terme, les instabilités de la fréquence ne sont pas corrigées puisqu'elles sont plus rapides que le temps de réponse de la boucle de contre-réaction. Les cercles pleins donnent les résultats de la mesure lorsqu'un laser asservi sur la transition $5P_{3/2} - 4D_{5/2}$ de la vapeur de rubidium pompée est comparé à un laser asservi sur la résonance R(7) (1529.276 nm) de l'acétylène $^{13}\text{C}_2\text{H}_2$. On remarque qu'ils atteignent le niveau de 2×10^{-10} . Comme les lasers asservis sur l'acétylène sont légèrement plus stables, nous en concluons que cette mesure indique la valeur de la stabilité de la fréquence du laser asservi sur le rubidium pompé.

Ces mesures permettent une comparaison relative des diverses approches considérées. Bien qu'il soit un peu hâtif pour en tirer des conclusions définitives, on peut tout de même en déduire que le système utilisant la vapeur de rubidium pompée présentent des instabilités de fréquence semblables à celles d'un système utilisant l'acétylène. Cependant, comme les résonances du rubidium sont beaucoup plus étroites, 45 MHz vs 700 MHz, cette méthode offre la possibilité d'une plus grande précision. Une étude plus approfondie, portant sur l'influence des caractéristiques des raies de résonance sélectionnées pour faire l'asservissement, est en cours.

Les générateurs multifréquences

Munis de références de fréquence de grande stabilité et établies de façon absolue, il devient intéressant d'étudier différentes méthodes pour transposer ces qualités à de multiples valeurs de fréquence avoisinantes. Deux grandes avenues semblent possibles: la première consiste à synchroniser un ensemble de sources lasers sur un peigne de références optiques alors que la seconde se base sur la mesure de la fréquence de chaque laser et leur maintien à une valeur fixe.

Une approche simple pour réaliser un peigne de fréquences de référence consiste à bloquer en fréquence le spectre de transmission ou de réflexion d'un résonateur optique multimode. Ces résonateurs de type interférométrique peuvent être une cavité Fabry-Pérot [22, 23], une cavité en anneau [24], un interféromètre Mach-Zehnder ou un interféromètre Michelson. Ils fournissent un ensemble très étendu de fréquences de référence et l'écart entre chacune correspond alors à l'intervalle spectral libre (FSR: free spectral range) du résonateur. Les lasers-émetteurs sont ensuite asservis en fréquence sur les différents modes du résonateur.

Parmi les autres méthodes étudiées pour la génération d'un peigne de fréquences de référence, il est important de mentionner la technique des bandes latérales d'un laser modulé en phase s'étalant sur des dizaines de THz [25] et celle des oscillateurs paramétriques [26].

La méthode se basant sur la mesure de la fréquence du laser-émetteur requiert la disponibilité d'un élément qui permet de mesurer une fréquence optique avec suffisamment de précision et la réalisation d'une boucle de commande automatique de la fréquence du laser. Il suffit donc de disposer d'un fréquencesmètre optique (lambdamètre). Les considérations sur l'élément lui-même deviennent alors importantes; il faut qu'il soit précis, fiable et compatible avec la technologie des lasers à semi-conducteurs.

Nous présentons dans ce qui suit un bref résumé de nos travaux portant sur l'utilisation d'un résonateur Fabry-Pérot étalonné en tant que référence multimode et d'un cristal non linéaire multicouche comme comparateur de fréquence optique.

Le résonateur optique étalonné

Le résonateur Fabry-Pérot présente un profil de transmission constitué d'un ensemble de pics distribués de façon périodique et dont l'étalement spectral (finesse) de chacun est associé aux pertes électromagnétiques de la cavité (diffraction, réflectivité des miroirs). L'écart de fréquence entre chaque pic, défini comme l'intervalle spectral libre, est inversement proportionnel à la longueur optique entre les miroirs (nL où n est l'indice de réfraction du milieu, L : distance entre les miroirs).

Nous avons démontré une méthode pour étalonner, de façon absolue, l'ajustement spectral d'un résonateur Fabry-Pérot [27]. Pour ce faire, il faut commander automatiquement la longueur du résonateur de sorte qu'un de ses modes de transmission soit en coïncidence parfaite avec la longueur d'onde émise d'un laser asservi sur une référence absolue. Nous savons alors que l'écart spectral libre du résonateur est un sous-multiple entier de la fréquence de ce laser maître. Pour identifier sans équivoque le numéro du mode ainsi sélectionné, la fréquence d'un deuxième laser, asservi sur une autre référence absolue, est comparée à celle d'un mode adjacent du résonateur. L'écart de fréquence mesuré permet de déduire, à partir d'une table de comparaison, le numéro du mode et de ce fait l'écart spectral libre. À la suite de cet étalonnage, la fréquence de chaque mode du résonateur, est connue de façon absolue.

Nous avons montré que plusieurs lasers pouvaient être asservis en fréquence sur différents modes du résonateur Fabry-Pérot, à des valeurs prévisibles, et que la méthode pouvait être reproduite en des endroits différents avec la même précision [28, 29]. La valeur absolue de la fréquence de chaque mode est connue avec une incertitude de l'ordre de 35 MHz, la plus grande source d'erreur provenant de l'imprécision sur la valeur absolue de la référence atomique alors utilisée pour l'étalonnage du résonateur [30]. Des travaux sont maintenant en cours dans le but de reprendre cette approche avec un résonateur Fabry-Pérot fait de matériaux semi-conducteurs. La figure 4 illustre les différents éléments requis dans un générateur multifréquence conçu suivant cette approche.

Le comparateur de fréquence optique

Suivant la méthode décrite précédemment, l'écart de fréquence entre les différentes références est constant. Ainsi, dans les systèmes de communications à grande distance multilongueurs d'onde, ce fait peut entraîner une diaphonie entre les canaux associée aux phénomènes non linéaires présents dans les fibres [31]. Par contre, l'utilisation d'un fréquencemètre permet d'ajuster la fréquence des lasers à des valeurs arbitraires. Dans ce but, nous étudions la possibilité de construire un système de mesure basé sur un cristal non linéaire multicouche à ondes guidées, utilisé en tant que comparateur de fréquences optiques. Ce cristal est constitué d'un empilement alternatif de couches d'AlGaAs dont la composition et les épaisseurs sont choisies de façon à produire une interférence constructive des signaux résultants des effets non linéaires [32, 33]. Lorsque deux faisceaux optiques de même fréquence se propagent dans le plan des couches cristallines, dans des directions opposées mais colinéaires, un signal, au double de leurs fréquences, est émis suivant la direction normale à ces plans. Lorsque les deux fréquences sont différentes, la direction de l'émission fait un angle avec la normale au plan des couches. Cet angle étant proportionnel à l'écart de fréquence entre les deux lasers, sa mesure peut permettre le contrôle de cet écart.

Nous avons montré que l'écart de fréquence entre deux lasers pouvait être établi avec une précision d'environ 1 GHz [34]. De plus, si un des deux lasers est asservi sur une

référence absolue, la fréquence de l'autre laser peut alors être ajustée, de façon absolue, et maintenue fixe à toute valeur à l'intérieur de son domaine d'accordabilité [35]. Cette démonstration fut réalisée avec des lasers opérant à 1.3 μm . Depuis, nous avons observé la comparaison de fréquence avec des lasers opérant à 1.5 μm , il nous sera donc possible de reprendre cette expérience avec de tels lasers [36].

Nous sommes sur le point de compléter un générateur multifréquence dans lequel les fréquences nominales de quatre lasers, modulés à 2.5 Gb/s, seront comparées séquentiellement à celle d'un laser maître asservi sur une résonance de l'acétylène. Elles seront maintenues, par une boucle de commande automatique, à quatre valeurs distinctes, voisines de 1550 nm. Une représentation schématique d'un tel générateur est donnée à la figure 5.

Conclusion

Nous avons présenté un résumé de nos travaux de recherche portant sur le contrôle de la fréquence de lasers à semi-conducteurs. En premier lieu, l'asservissement sur des résonances de l'atome de rubidium fut considéré. Aux environs de 1529 nm, des transitions dans les premiers états excités sont utilisées. La valeur absolue est alors établie avec une précision relative de l'ordre de 2×10^{-7} et les instabilités de fréquence sont réduites au niveau de 2×10^{-10} pour des temps d'observation supérieurs à 10 s. De même, nous avons montré qu'il était possible, à partir d'un laser opérant à 1560 nm, de générer, à l'aide d'un cristal de niobate de potassium, un signal de deuxième harmonique suffisamment puissant pour permettre l'asservissement sur une résonance observée à 780 nm. Les fluctuations de fréquence résiduelles mesurées sont comparables à celles observées pour des lasers opérant directement à 780 nm et asservis sur ces même résonances.

Nous avons également montré que l'asservissement de lasers à semi-conducteurs sur l'acétylène offraient des possibilités de premier plan pour le contrôle absolu de la fréquence des lasers. La valeur absolue est connue avec une précision relative de 2.6×10^{-6} et les instabilités à long terme sont environ 1×10^{-10} pour des temps d'observation plus grands que 10 s.

Enfin, nous avons présenté deux méthodes pour étendre à de multiples fréquences ces propriétés des lasers stabilisés. La première utilise le peigne de référence de fréquences que présente un résonateur Fabry-Pérot étalonné de façon absolue. La seconde utilise un fréquencemètre basé sur l'utilisation d'un cristal non linéaire multicouche agissant comme détecteur d'écart de fréquence. Dans les deux cas, la précision absolue de la référence servant à l'étalonnage est transférée aux lasers secondaires avec une certaine dégradation. Cependant, elle demeure amplement suffisante pour les besoins actuels des communications optiques multilongueurs d'onde.

Références

- [1] C. A. Brackett, "Dense wavelength division multiplexing networks : principles and applications", IEEE J. Selected areas of communications, vol 8, n° 6, 1990.
- [2] R.S. Vodhanel, M. Krain, R.E. Wagner, W.B. Sessa, "Long-term wavelength drift of the order -0.01 nm/yr for 15 free-running DFB laser modules", paper WG5, Technical Digest OFC'94, San Jose, CA, 1994.
- [3] D. J. E. Knight, K. I Pharaoh, G. P. Barwood et D.A. Humphreys, Proc. SPIE 1837, pp. 115-123, 1992.
- [4] E. Desurvire, "Erbium-doped fiber amplifiers : principles and applications", Wiley-Interscience Publication, 1994.
- [5] M. de Labachellerie, C. Latrasse, P. Kemssu, P. Cerez, "The frequency control of laser diodes", J. Phys. III France 2, pp. 1557-89, 1992.
- [6] Y. C. Chung, "Frequency-locked 1.3 and 1.5 μm semiconductor lasers for lightwave systems applications", IEEE J. Lightwave Technol., 8, 1990.
- [7] S. Sudo, Y. Sakai, H. Yasaka, T. Ikegami, "Frequency stabilization of 1.55 μm DFB laser diode using vibrational-rotational absorption of $^{13}\text{C}_2\text{H}_2$ ", IEEE Photon. Technol. Lett., vol 1, n° 11, 1989.
- [8] G. P. Barwood, P. Gill, W. R. C. Rowley, "Frequency measurements on optically narrowed Rb-stabilized laser diodes at 780 nm and 795 nm", Appl. Phys. B53, 1991.
- [9] H. Sasada, "Wavenumber Measurements of Sub-Doppler spectral lines of Rb at 1.3 μm and 1.5 μm ", IEEE Photon. Technol. Lett., vol 4, n° 11, 1992.
- [10] M. Têtu, B. Villeneuve, N. Cyr, P. Tremblay, S. Thériault, M. Breton, "Multiwavelength sources using laser diodes frequency-locked to atomic resonances", IEEE J. Lightwave Technol., Vol. 7, No. 10, October 1989.
- [11] M. Têtu, N. Cyr, B. Villeneuve, S. Thériault, M. Breton, P. Tremblay, "Toward the realization of a wavelength standard at 780 nm based on a laser diode frequency locked to rubidium vapor", IEEE Trans. Instrum. Meas., vol 40, n° 2, 1991.
- [12] M. Breton, N. Cyr, P. Tremblay, M. Têtu, R. Boucher, "Frequency locking of a 1324 nm DFB laser to an optically pumped rubidium vapor", IEEE Trans. Instrum. Meas., vol 42, n° 2, 1993.

- [13] M. Breton, P. Tremblay, N. Cyr, C. Julien, M. Têtu, "Observation and characterization of ^{87}Rb resonances for frequency locking purpose of a $1.53\text{ }\mu\text{m}$ DFB laser", SPIE Proc. on Frequency-stabilized lasers and their applications, 1837, 1992.
- [14] M. Ohtsu, E. Ikegami, "Frequency stabilization of $1.5\text{ }\mu\text{m}$ DFB laser using internal second harmonic generation and atomic ^{87}Rb line", Electron. Lett., vol 25, n°1, 1989.
- [15] M. Poulin, C. Latrasse, M. Têtu, M. Breton, "Second harmonic generation of a 1560 nm DFB laser using a KNbO_3 crystal for frequency-locking to the $^{87}\text{Rb-D}_2$ line at 780 nm ", accepté pour publication dans Optics Letters.
- [16] M. Poulin, C. Latrasse, M. Têtu, M. Breton, "Absolute frequency control of a 1560 nm (192 THz) semiconductor laser locked to a rubidium absorption line interrogated by a second harmonic generated signal", Conference on Precision Electromagnetic Measurements, Boulder, CO, 1994.
- [17] Y. Sakai, S. Sudo and T. Ikegami, "Frequency stabilization of laser diodes using $1.51\text{-}1.55\text{ }\mu\text{m}$ of $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$ and $^{13}\text{C}_2\text{H}_2$ ", IEEE J. Quant. Elect., 28, 1992.
- [18] C. Latrasse, M. Têtu, M. Breton, N. Cyr, R. Roberge, " C_2HD absorption lines in the vicinity of 1529 nm for frequency-locking", Techn. Digest OSA Annual Meeting, MS2, Toronto, Canada, September 1993,
- [19] D. W. Allan, "Statistics of atomic frequency standards", Proc. IEEE, vol 54, n°2, 1966.
- [20] J. Barnes *et al.*, "Characterization of frequency stability", IEEE Trans. Instrum. Meas., vol IM-20, n°2, 1971.
- [21] M. Breton, P. Tremblay, C. Julien, N. Cyr, M. Têtu, "Study of a 196.0 THz (1529 nm) frequency standard based on an optically pumped rubidium vapor", Conference on Precision Electromagnetic Measurements, Boulder, CO, 1994.
- [22] B. S. Glance *et al.*, "Densely spaced FDM coherent star network with optical signals confined to equally spaced frequencies", J. Lightwave Technol., vol 6, n°11, 1988.
- [23] R. E. Wagner, M. W. Meada, T. R. Barry, T. Kumazama, "Absolute frequency identification and stabilization of DFB lasers in $1.5\text{ }\mu\text{m}$ region", Electron. Lett., vol 25, n°1, 1989.
- [24] Y. Sakai, I. Yokohama, T. Kominato, S. Sudo, "Frequency stabilization of laser diode using a frequency-locked ring resonator to acetylene gas absorption lines", IEEE Photon. Technol. Letters, Vol. 3, No. 10, October 1991.

- [25] M. Kourogi, K. Nakagawa, M. Ohtsu, "A highly accurate frequency counting system for 1.5 μm wavelength semiconductor lasers", SPIE, vol 1837, p. 205, 1992.
- [26] N. C. Wong, "Proposal for a 10-THz precision optical frequency comb generator", IEEE Photon. Technol. Lett., vol 4, n°10, 1992.
- [27] R. Boucher, B. Villeneuve, M. Têtu, M. Breton, "Calibrated Fabry-Perot etalon as an absolute frequency reference for OFDM communications", IEEE Photon. Technol. Letters, Vol. 4, No. 7, July 1992.
- [28] R. Boucher, M. Breton, M. Têtu, B. Villeneuve, "Absolute calibration of a Fabry-Pérot etalon", Photonics'92, pp. 3.13.1 à 3.13.6, Ottawa, Ontario, 1992.
- [29] B. Villeneuve, R. Boucher, M. Têtu, M. Breton, "Frequency stabilization of multiple transmitters and receivers in OFDM networks", Photonics'92, pp. 3.17.1 à 3.17.6, Ottawa, Ontario, 1992.
- [30] M. Têtu, N. Cyr, C. Gamache, R. Boucher, M. Breton, P. Tremblay, "Ensemble of laser sources with evenly spaced absolute frequencies for optical division multiplexed systems", SPIE, Proc. 1837, papier 29, Boston, 1992.
- [31] F. Matera, M. Settembre, "Exploitation of fiber bandwidth in links with optical amplifiers", papier ThC2, Technical Digest OFC'94, San José, CA, 1994.
- [32] R. Normandin, S. Létourneau, F. Chatenoud, R. L. Williams, "Monolithic, surface-emitting, semiconductor", IEEE J. Quant. Electron., vol 27, n°6, 1991.
- [33] D. Vakshoori, S. Wang, "Integrable semiconductor optical correlator, parametric spectrometer for communication systems", J. Lighthwave Technol., Vol. 9, No. 7, 1991.
- [34] M. Guy, M. Têtu, B. Villeneuve, M. Svilans, "Optical frequency measurement for multichannel network using sum-frequency generation in multilayer waveguides", Electron. Letters, Vol.29, No.11, 27 mai 1993. pp.975-976.
- [35] M. Guy, M. Têtu, B. Villeneuve, M. Svilans, "Optical frequency control for DWDM networks using sum-frequency generation in multilayer waveguides", Photon. Tech. Letters, March 1994. à paraître.
- [36] M. Guy, M. Têtu, C. Latrasse, B. Villeneuve, M. Svilans, "Laser optical frequency control at 1.33 and 1.55 μm by using a non linear multilayer semiconductor waveguide", Technical Digests, Conference on Lasers and Electro-Optics, paper CTh A6, Anaheim, Ca. May 1994.

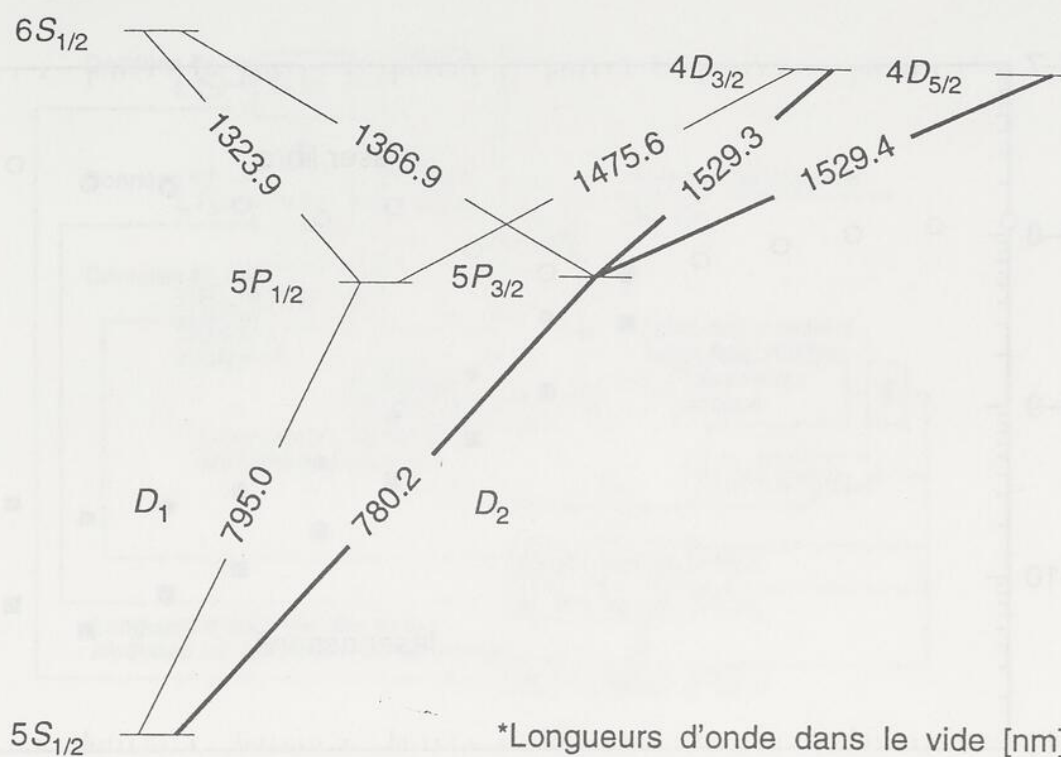


Figure 1: Structure fine des premiers niveaux d'énergie de l'isotope 87 du rubidium.

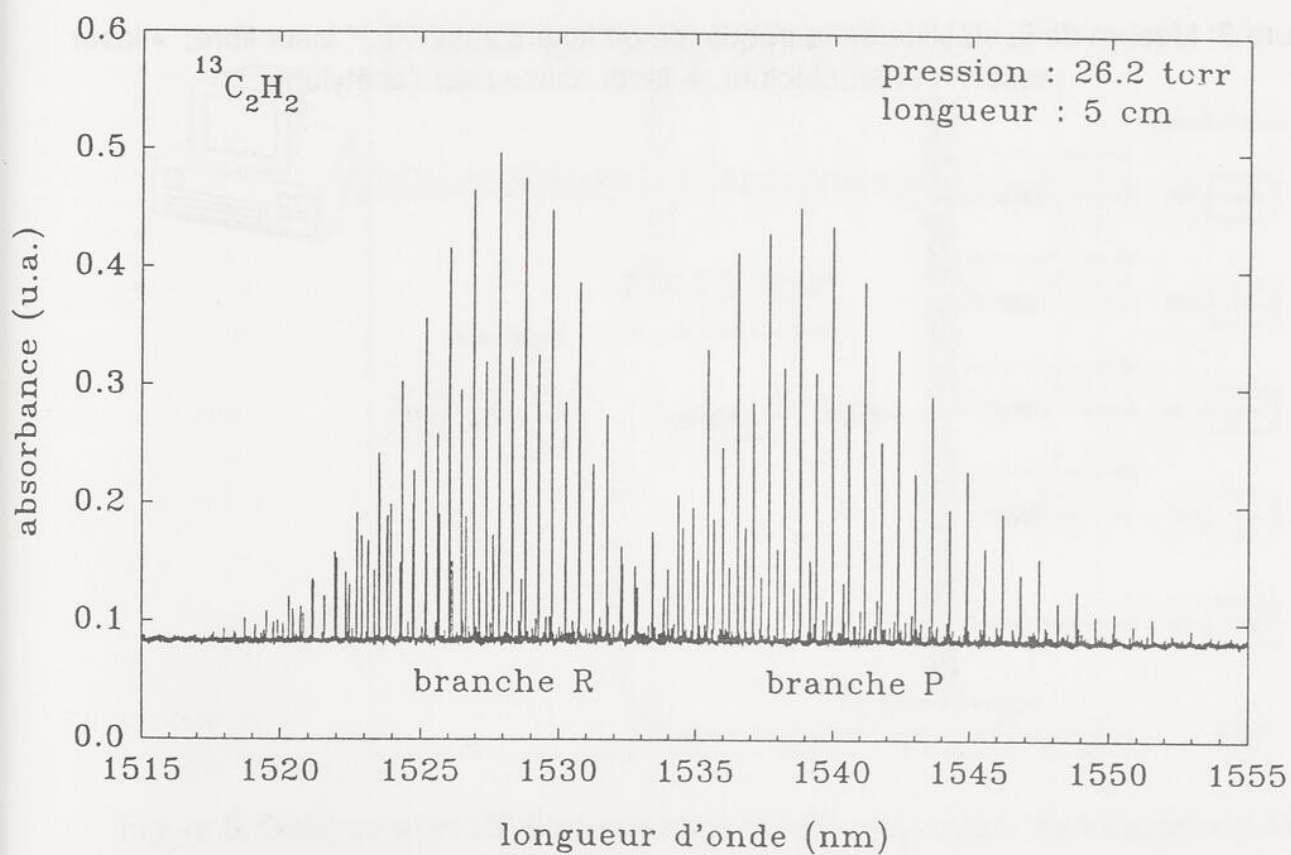


Figure 2: Spectre d'absorption de la molécule $^{13}\text{C}_2\text{H}_2$ dans le domaine des longueurs d'onde voisines de 1535 nm.

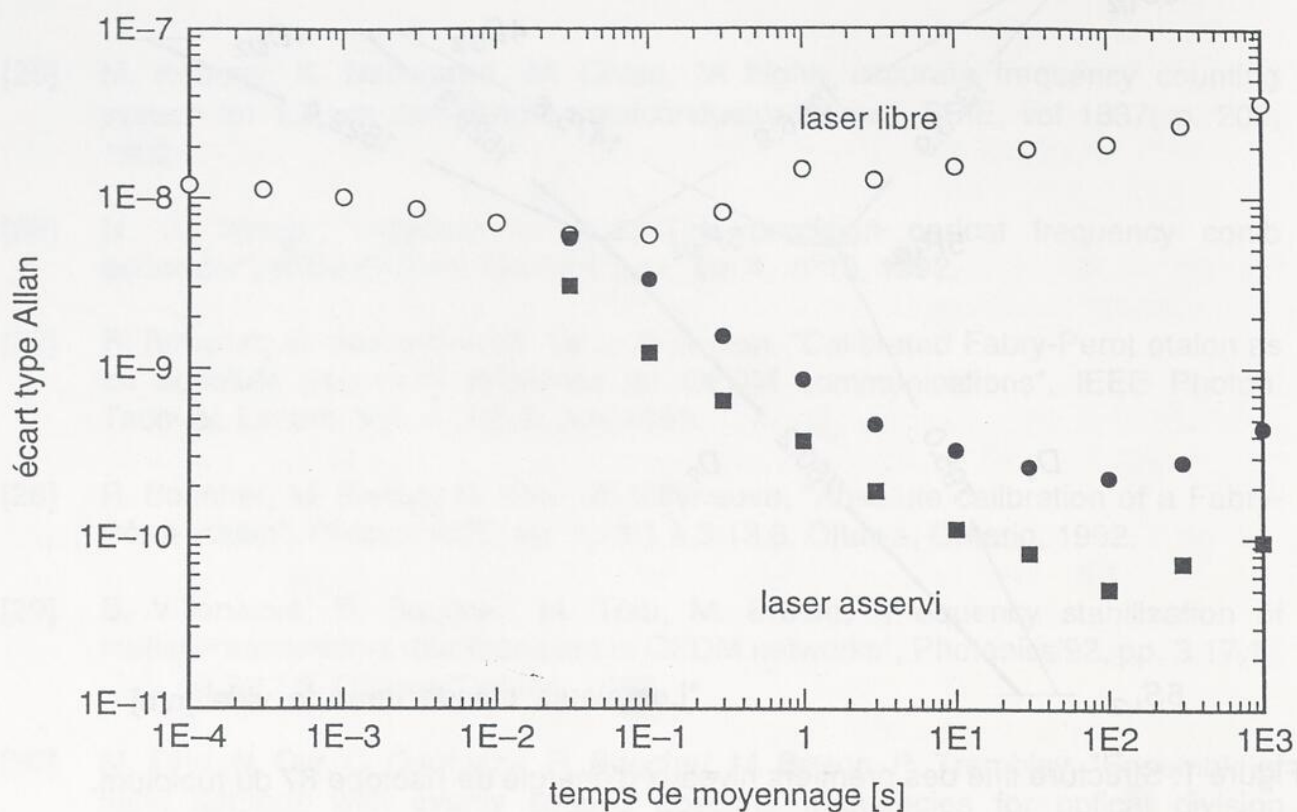


Figure 3: Mesure de la stabilité de la fréquence de lasers asservis: ° laser libre, • laser asservi sur le rubidium, ♦ laser asservi sur l'acétylène.

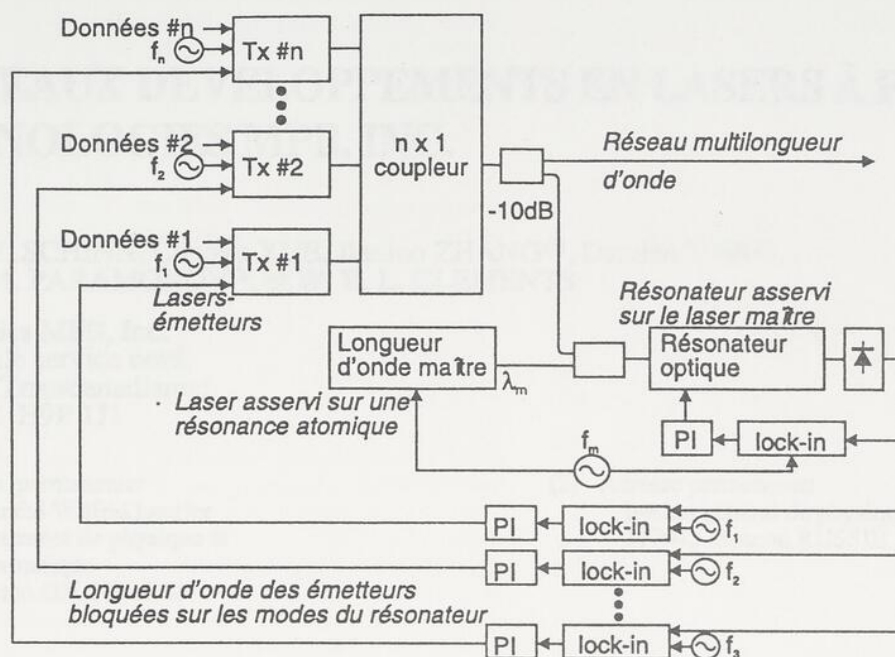


Figure 4: Générateur multifréquence basé sur un résonateur optique calibré.

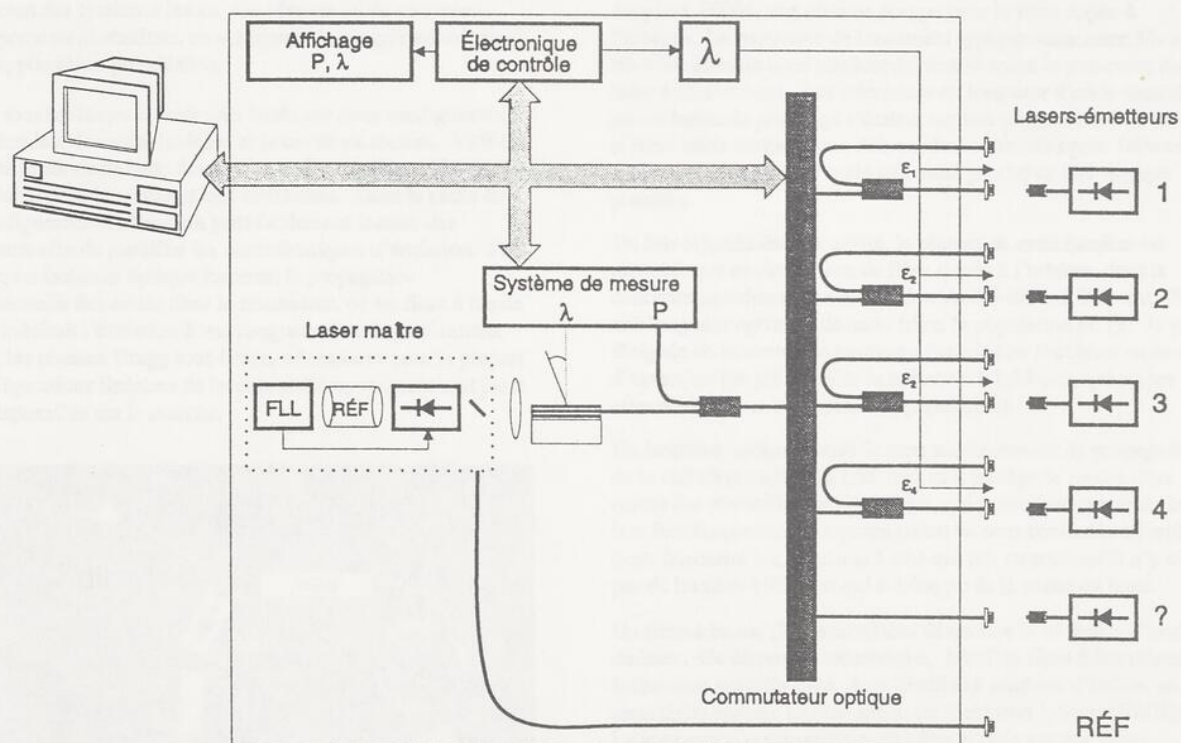


Figure 5: Générateur multifréquence basé sur un comparateur de fréquence optique.



Fig. 3. Multi-channel generator based on a comparison of optical signals.

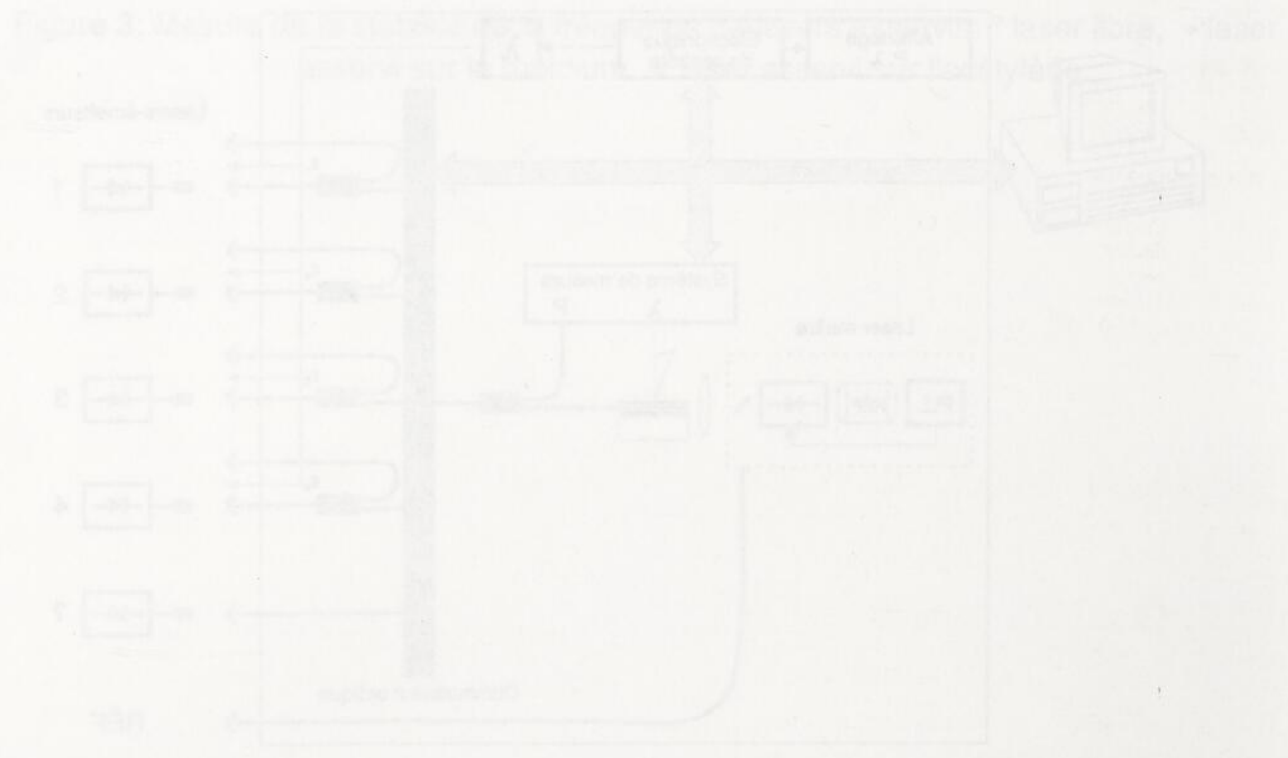


Fig. 4. Multi-channel generator based on a comparison of optical signals.

NOUVEAUX DÉVELOPPEMENTS EN LASERS À FIBRE CHEZ TECHNOLOGIES MPB, INC.

Gregory W. SCHINN, Chaoyu YUE, Jianluo ZHANG⁽¹⁾, Dandan YANG, Vladimir M. PARAMONOV⁽²⁾, et W. R. L. CLEMENTS

Technologies MPB, Inc.
1725 voie de service nord
Autoroute Transcanadienne
Dorval QC H9P 1J1

(1) Adresse permanente:
Université Wilfrid Laurier
Département de physique et
d'informatique
Waterloo ON N2L 3C5

(2) Adresse permanente:
Institut général de physique
117942 Moscou RUSSIE

Introduction

Lors des deux dernières années, Technologies MPB, Inc. (TMPB) a développé une nouvelle ligne de lasers reliée à la fibre dopée à l'erbium. Ces produits représentent une synthèse logique des compétences de la compagnie, en télécommunications et comme un fabricant des systèmes lasers. On résume ici de nouveaux développements et résultats, en soulignant le progrès actuel, ainsi que les applications potentielles.

Presque tous les lasers actuels sont basés sur deux configurations fondamentales: la cavité linéaire, et la cavité en anneau. TMPB a décidé de se servir de cette dernière, car elle semblait offrir le plus de flexibilité pour les conceptions ultérieures. Dans le cadre de cette configuration de base, on peut facilement insérer des composants afin de modifier les caractéristiques d'émission. Par exemple, un isolateur optique forcerait la propagation unidirectionnelle des ondes dans le résonateur, ou un filtre à bande optique induirait l'émission à une longueur d'onde particulière. De plus, les réseaux Bragg tout-fibres, nécessaires pour la plupart des configurations linéaires de laser tout-fibre, viennent tout juste d'être disponibles sur le marché.

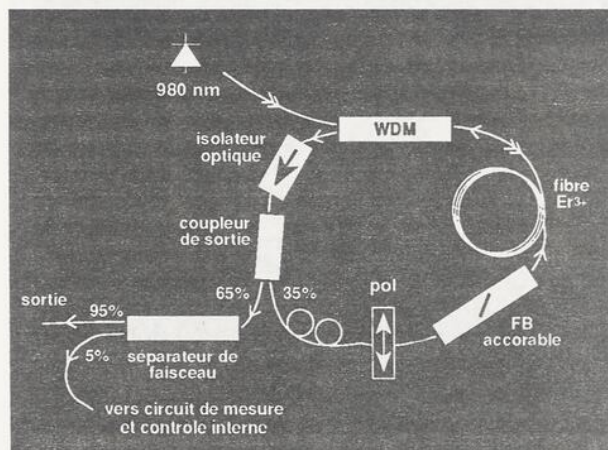


Fig 1. Configuration optique du laser à fibre EFL-R98-T. Les flèches à tête simple et à tête double indiquent, respectivement, le sens de propagation de la lumière à 1,55- μ m et 980-nm.

Laser à modes longitudinaux multiples

La figure 1 illustre de façon schématique la configuration du laser commercial EFL-R98-T fabriqué par TMPB. L'émission à 980-nm d'un laser semiconducteur InGaAs, lancée dans une fibre monomode amorce et introduite dans la cavité en anneau par un coupleur WDM, sert comme pompe pour la fibre dopée à l'erbium. La puissance de lancement typique varie entre 55- and 90-mW, selon le laser semiconducteur et selon la puissance du laser à fibre voulue. Les tolérances en longueur d'onde centrale de ces lasers de pompage s'étalent sur une plage d'environ ± 5 -nm, et donc leurs températures doivent être contrôlées pour faire en sorte que la longueur d'onde soit aussi proche de 980-nm que possible.

Un fois injectée dans la cavité, la plupart de cette lumière est absorbée par environ 10-m de fibre dopée à l'erbium, dont la concentration donne une absorption de 3,5-dB/m à 980-nm. Pour une longueur optimale de cette fibre, la population de Er^{3+} le plus éloignée de la source de pompage devrait être tout juste en état d'inversion (en présence de la radiation à 1,55- μ m, qui a pour effet de diminuer l'inversion de population).

Un isolateur optique assure le sens unidirectionnel de propagation de la radiation du laser à 1,55- μ m, et il protège le laser à fibre contre des réflexions possibles, qui pourraient perturber le bon fonctionnement. La propagation en sens contradictoire des deux faisceaux à 1,55- μ m et à 980-nm fait en sorte qu'il n'y ait pas de lumière à 980-nm qui s'échappe de la sortie du laser.

Un filtre à bande (FB) accordable détermine la longueur d'onde du laser. Ce dispositif commercial, fait d'un filtre à interférence à inclinaison variable entre deux lentilles à gradient d'indice, se caractérise par une largeur spectrale d'environ 1,5-nm (FWHM). La longueur d'onde centrale peut être ajustée sur une plage d'approximativement 50-nm par un moteur pas-à-pas, contrôlé soit par des contrôles sur le panneau frontal ou par une interface GPIB.

Afin de minimiser l'instabilité et autres effets néfastes potentiels dus à la dépendance à la polarisation, on insère dans la cavité un contrôleur de polarisation (CP), ainsi qu'un polariseur tout-fibre.

À peu près de 65% du champ intracavité à 1,55- μ m est extrait par le coupleur de sortie; le reste (exception faite des pertes

additionnelles minimales) sert comme rétroaction optique pour maintenir l'action laser de bonne qualité. Une petite partie de la lumière de sortie est, à son tour, séparée pour les fins de mesure et de contrôle de la puissance (i.e. par une boucle de gain automatique) et pour déterminer la longueur d'onde. Cette dernière mesure est faite par le biais d'une méthode propre à TMPB, qui permet une exactitude d'au moins 0.1-nm sur la plupart de la plage d'accordabilité du laser.

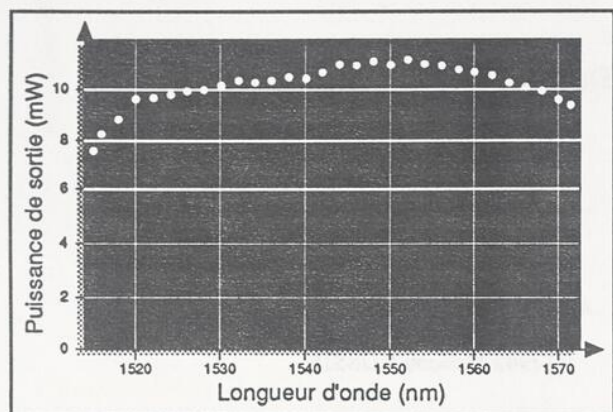


Fig 2. Rapport typique entre la puissance de sortie du laser multimode et la longueur d'onde d'accordage pour le modèle de base. La puissance de pompage à 980-nm est de 55-mW.

Le modèle EFL-R98-T de base, muni d'une pompe de 55-mW, fournit plus de 10-mW de puissance de sortie au travers de la plus grande partie de sa plage de 50-nm de syntonisation (voir fig. 2). Il montre un rendement en puissance optique d'environ 25%, qui permet un accroissement de la puissance allant à plus de 20-mW avec un laser semiconducteur à 980-nm de 90-mW. Le faisceau est hautement polarisé: ce fait est dû au faible pourcentage de l'émission spontanée amplifiée (ÉSA), toujours nonpolarisée, qui se trouve dans la lumière de sortie. On illustre à la figure 3 le rapport entre le pourcentage de puissance ÉSA total (intégré de 1515 à 1575-nm) dans la sortie et la longueur d'onde de la lumière cohérente du laser.

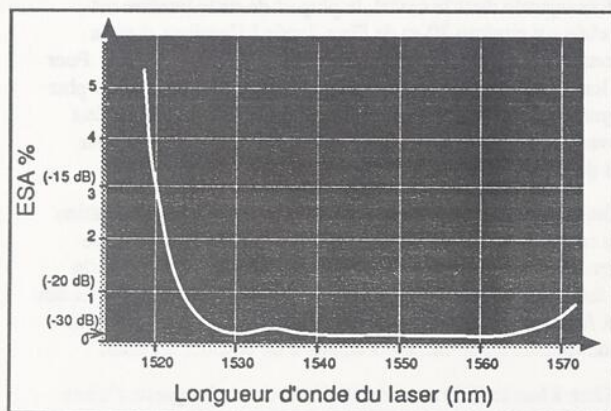


Fig 3. Indication du pourcentage de puissance ÉSA du faisceau de sortie et longueur d'onde d'émission du laser. L'ÉSA est minime sauf si le laser est accordé aux limites de sa plage de syntonisation.

La haute puissance de sortie, ainsi que le prix modique, rendent ce laser idéal pour la vérification et mesure du gain et puissance de saturation des amplificateurs à fibre erbium (AFE). De plus, il trouve application à la caractérisation des dispositifs optiques, e.g. rapport de couplage des coupleurs, etc.

Les lasers à fibre dopée à l'erbium se caractérisent par une susceptibilité aux oscillations de relaxation (OR), qui surviennent à une fréquence d'environ 15 - 80 kHz, selon la longueur du

résonateur, la puissance de pompage, etc. [1] Des perturbations, occasionnées par des vibrations ou par des sauts de mode du laser de pompage, peuvent enclencher de forts éclats d'oscillations, très nuisibles à plusieurs applications. Ces OR peuvent être minimisées par un bon ajustement du contrôleur de polarisation (CP) et par une bonne isolation mécanique du laser; néanmoins, elles ajouteraient 3 - 5% de bruit d'intensité à basse fréquence. On les réprime par un système de rétroaction, qui surveille les oscillations de la sortie du laser à fibre et effectue une compensation appropriée au courant de polarisation du laser semiconducteur de pompage [2]. De cette manière, les OR de fond sont réduites à moins de 0.1% de l'intensité, ainsi que la magnitude des éclats d'OR occasionnels.

À cause de la longueur de ~20-m de la cavité du laser, l'écart entre des modes longitudinaux potentiels du laser n'est que d'environ 10-MHz. Puisque cette séparation est nettement moins que la largeur spectrale à mi-hauteur du filtre à bande (~200-GHz, ou 1,5-nm), et puisque le milieu de gain se comporte d'une façon quasi-inhomogène, le laser peut émettre sur plusieurs modes à la fois. Il s'avère que ces modes se trouvent sous une enveloppe d'une largeur d'à peu près 3 GHz (0,02-nm). Malheureusement, ce comportement multimodal produit de forts battements dans le spectre rf aux multiples de la séparation de ~10-MHz, qui gênent l'application de ce laser dans les domaines de communication cohérente, d'interférométrie de haute cohérence, et de cablovision, de même pour autres applications exigeant un très faible bruit RIN («Relative Intensity Noise»). (On remarque que, comme tous les lasers faits de fibre monomode, ce laser ne peut que produire un faisceau du mode fondamental transversal.)

Laser monomode longitudinal

Pour les raisons données ci-dessus, il s'avère souvent très avantageux d'avoir une source optique qui émet sur un seul mode longitudinal. Au fait, un tel laser monomode longitudinal (LML) serait en plusieurs sens une source optique presque idéale: la largeur spectrale est très affinée (typiquement d'environ 1 kHz), la puissance de sortie peut facilement s'augmenter à plusieurs dizaines de mW, la large plage d'accordabilité correspond de manière inhérente à la région spectrale d'amplification des AFE, et la spectre «RIN» dans l'importante bande de fréquence entre 20 et 1000-MHz n'est limitée que par le bruit de grenaille optique, même pour les hautes puissances de sortie. (Notez que pour un système oscillateur-amplificateur, c'est surtout l'oscillateur qui détermine le bruit de RIN. Donc, les nouveaux lasers à réseaux tout-fibre [3] se montrent un bruit RIN relativement élevé, malgré leurs hautes puissances de sortie.)

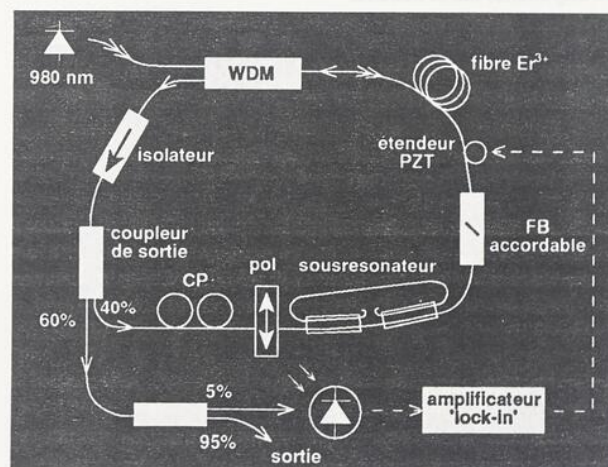


Fig 4. Configuration de la cavité du laser monomode longitudinal.

On insert dans la cavité un sousrésonateur tout-fibre à deux coupleurs afin de réaliser un LML [4], comme illustré à la figure

4. Ce sousrésonateur est en effet un filtre, qui se comporte d'une manière analogue aux filtres Fabry-Perot utilisés aux dessins décrits auparavant [5], mais qui ne montre presque aucune rétroflexion et qui a une perte d'insertion généralement plus basse que celle d'un Fabry-Perot.

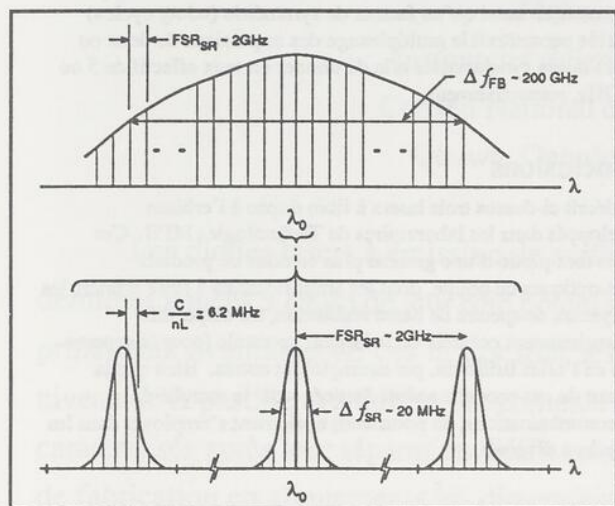


Fig 5. Illustration du principe de sélection de mode longitudinal. Le filtre à bande et le filtre sousrésonateur restreignent les modes possibles de l'émission. Malgré la largeur relativement grande du FB, un décalage «vernier» du SR permet l'émission du laser à une seule crête de résonance du SR.

La figure 5 illustre le principe d'opération. Le filtre à bande et le sousrésonateur en série limitent de façon marquée les modes de la cavité sur lesquels le laser peut émettre. Un système de rétroaction fait en sorte que le mode longitudinal du laser se maintienne à un pic de transmission du sousrésonateur. Advenant des sauts de mode (comme résultat d'une perturbation mécanique brusque, par exemple), le mode du laser se déplace par un multiple de l'écart spectral («free spectral range») du sousrésonateur d'environ 2-GHz. On remarque que lors d'accordage du laser par un changement d'inclinaison du FB, la longueur d'onde du laser change également de manière non-continue, par des multiples de 2-GHz.

On voit à la figure 4 la réalisation du système de rétroaction. Une partie de la fibre est enroulée autour d'un cylindre piézo-céramique (PZT). Ce dernier sert à étendre la fibre selon le voltage appliqué, et par conséquent elle décale la longueur d'onde (mieux dit la fréquence dans ce cas-ci) du mode par un écart spectral pour chaque étirement de 1- μm (i.e. la longueur d'onde divisée par l'indice de réfraction). La tension appliquée comprend un voltage de polarisation et une modulation mineure à 510-Hz. Si la fréquence du mode du laser ne correspond pas exactement au maximum de la transmission du sousrésonateur, on décèlerait une petite modulation de l'amplitude du laser à 510-Hz. Un amplificateur «lock-in» se sert du module et de la phase de ce signal pour créer un signal de correction, appliqué au PZT, qui assure la stabilité du système. Comme effet secondaire, cette petite modulation d'amplitude se traduit en une modulation de fréquence sur une plage de 50-kHz, aussi à 510-Hz.

La figure 6 illustre la sortie du LML, observée par un analyseur de spectre de haute résolution (Technologies MPB Série FRR), avec et sans modulation.

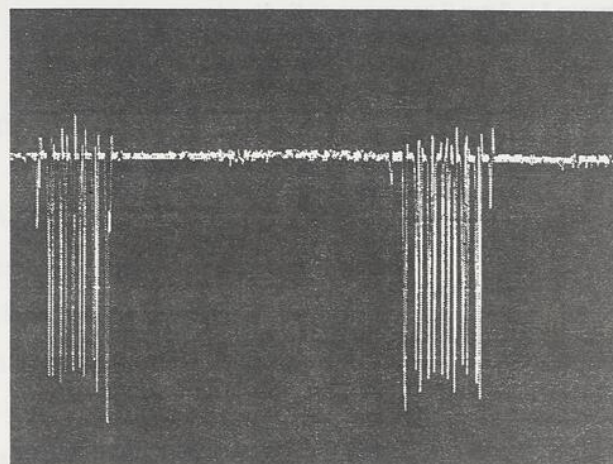


Fig 6a. Spectre de la sortie du LML avec faible modulation de stabilisation, observé sur un analyseur de spectre de haute résolution. (Écart spectral d'environ 1-MHz.)

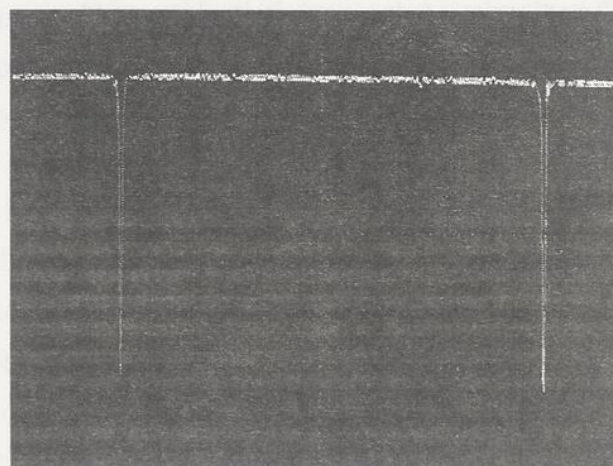


Fig 6b. Spectre du LML sans faible modulation de stabilisation. On remarque le bon rapport d'extinction des modes adjacents (mesuré indépendamment comme étant meilleur que -33-dB_{opt}).

La vitesse de balayage de l'analyseur étant assez lente, on voit directement la plage de modulation de fréquence. (Sans modulation, le laser n'est pas stabilisé contre les sauts de modes. Toutefois, dans un environnement tranquille, ces sauts de modes ne se passent qu'approximativement chaque dix secondes, ce qui nous permet de capter ce spectre.)

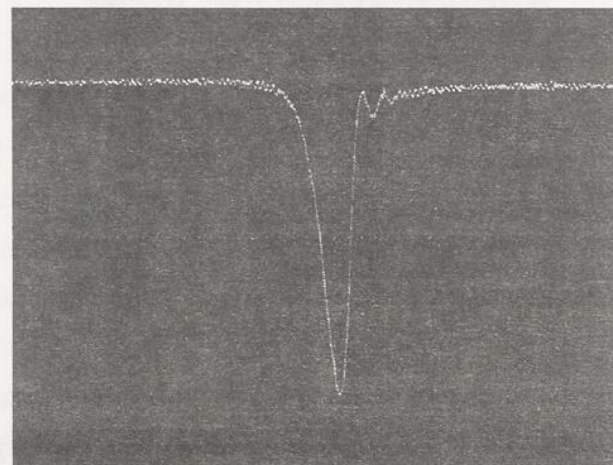


Fig 7. Spectre de haute résolution de la sortie du LML sans faible modulation de stabilisation. La résolution ultime de l'analyseur de 4-kHz limite la largeur spectrale apparente. (Les petites oscillations sont dues aux effets provenant de la vitesse du balayage de l'analyseur.)

On trouve à la figure 7 une vue agrandie d'un des creux résonants, dont la largeur apparente est limitée par la résolution de l'instrument.

On utilise deux autres dispositifs d'asservissement avec ce LML. La température du sous-résonateur est stabilisée afin de garder l'exactitude à long terme de la longueur d'onde à l'intérieur de 50-MHz. De plus, on se sert de rétroaction pour réprimer les OR, comme le cas du laser multimode.

Laser à mode bloqué

On peut inciter l'opération en mode bloqué en ajoutant un élément intracavité qui ne permet l'émission du laser que si tous les modes du résonateur (i.e. la cavité principale) sont en relation de phase bien définie. Ceci entraîne l'émission d'une série de courtes impulsions optiques relativement puissantes. Pour les applications comme les télécommunications qui exigent une synchronisation externe, un modulateur électro-optique est utilisé comme le composant actif.

La transformée de Fourier de la bande de gain de l'erbium de plus de 50-nm détermine la durée minimale des impulsions, qui est d'environ 100-fs. De telles impulsions trouvent une application dans les domaines de la photochimie, de la physique d'état solide, et des autres. Pourtant, leurs hautes puissances de pointe induisent de forts effets nonlinéaires, les rendant presque inutiles pour les télécommunications, où les durées de 10 à 100-ps sont préférables. À cette fin, on peut ajuster la durée des impulsions en modifiant la dispersion intracavité ou en ajoutant des composants (e.g. un filtre à bande) qui réduisent le gain effectif.

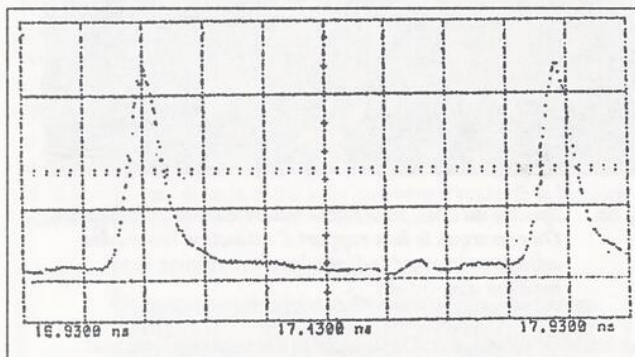


Fig 8. Affichage d'un oscilloscope d'échantillonnage présentant des impulsions à mode bloqué à 1.47-GHz. La durée apparente est limitée par la résolution instrumentale de 50-ps, ce qui correspond à une puissance de pointe d'environ 80-mW. Les petites variations d'amplitude entre les pics proviennent de la non-optimisation de la cavité.

On a construit le prototype d'un laser à mode bloqué à 1,47-GHz dans nos laboratoires. À un tel débit, plusieurs impulsions circulent à la fois dans la cavité: à une longueur de 20-m, le laser marche à la 150ième harmonique. La stabilité relative des impulsions est assurée par le biais d'un dispositif de moyennage d'impulsions placé dans la cavité, comme, par exemple, un petit interféromètre Fabry-Perot [6]. La figure 8 illustre le

comportement du laser prototype avec tel dispositif, qui permet une reproductibilité pic-à-pic d'environ 5%. Notre programme de développement vise un laser à mode bloqué très stable au débit standard de 2,488320-GHz.

Dans un système de télécommunications, les impulsions porteraient de l'information par le moyen d'un modulateur d'amplitude externe branché à la sortie du laser à mode bloqué. On remarque aussi qu'un facteur de symétrie («duty cycle») réglable permettrait le multiplexage des impulsions de deux ou quatre lasers synchronisés afin de donner un taux effectif de 5 ou 10-GHz, respectivement.

Conclusions

On décrit ci-dessus trois lasers à fibre dopée à l'erbium développés dans les laboratoires de Technologies MPB. Ces lasers font partie d'une gamme plus étendue de produits fibre-optiques de pointe, dont les amplificateurs à fibre erbium, les analyseurs de spectre de haute résolution, les dispositifs d'élargissement contrôlé de la largeur spectrale (pour la suppression de l'effet Brillouin, par exemple), et autres. Bien que la plupart de ces produits soient destinés pour le marché de télécommunications, ils pourraient également s'employer dans les domaines diverses.

Remerciements

Nous tenons à remercier Prof. J.W.Y. Lit de l'Université Wilfrid Laurier pour son appui, ainsi que MM. B. Surette, T. Perampalamoorthy, S. McCarthy, et R. Josephs pour leur aide technique. Nous remercions aussi Mme. J. Grondin pour la vérification du texte.

Références

1. A.E. Siegman, *Lasers*, University Science Books, Calif. (1986), ch. 25.
2. G.A. Ball, G. Hull-Allen, C. Holton, W.W. Morey, *Electr. Lett.* 29, 1623-25 (1993).
3. V. Mizrahi, D.J. DiGiovanni, R.M. Atkins, S.G. Grubb, Y.-K. Park, J.-M. P. Delavaux, *J. Lightw. Tech.* 11, 2021-25 (1993).
4. C.-Y. Yue, G.W. Schinn, J.W.Y. Lit, J. Zhang, *Congrès OFC'94*, San Jose (1994), Session d'affiches WK7.
5. N. Park, J.W. Dawson, K.J. Vahala, C. Miller, *Appl. Phys. Lett.* 59, 2369-71 (1991); J.L. Zyskind, J.W. Sulhoff, Y. Sun, J. Stone, L.W. Stulz, G.T. Harvey, J.J. DiGiovanni, H.M. Presby, A. Piccirilli, U. Koren, R.M. Jopson, *Electr. Lett.* 27, 2148-49 (1991).
6. G.T. Harvey, L.F. Mollenauer, *Opt. Lett.* 18, 107-110 (1993).

Les diodes lasers à émission de surface

Mahmoud FALLAHI

Institut des Sciences des Microstructures

Conseil National de Recherches du Canada

Ottawa, Ontario, Canada K1A 0R6

Les diodes lasers à émission de surface ont attiré l'attention des chercheurs au cours des dernières années à cause de leur rôle potentiel important dans les communications optiques. Les principaux avantages de ces lasers sont les suivants : la simplicité de leur caractérisation au niveau de la pastille et à faible coût comparé aux lasers conventionnels à facettes qui doivent être caractérisés après leur séparation, l'efficacité de couplage avec des fibres optiques, la possibilité de fabrication en alignements bi- dimensionnels compacts ainsi que la facilité d'intégration de l'optique et à l'électronique. Parmi les différentes structures possibles, les lasers à couplage par réseaux et les lasers à cavité verticale sont les plus fréquemment utilisés. Dans le cas des lasers à cavité verticale, les couches des réflecteurs sont définies pendant la croissance par des techniques d'épitaxie avancées. Les lasers à émission de surface à cavité verticale ayant de faibles courants de seuil ont été publiés [1-3]. Par ailleurs pour les lasers à couplage par réseaux les réseaux réflecteurs sont définis pendant les étapes de micro-fabrication. Des lasers DBR avec des composants optoélectroniques intégrés [4], des lasers avec une longueur d'onde variable contrôlée sur 5 nm [5] et des lasers bi-dimensionnels de haute puissance (au-delà de 1W) [6] ont été obtenus. Dans ce qui suit, nous considérons les lasers avec réflecteurs de Bragg (lasers DBR).

La figure 1 visualise un schéma en coupe des lasers DBR. La région du gain est définie au centre. Cette région est pompée électriquement et c'est là où la recombinaison radiative se produit. Les réseaux sont définis à gauche et à droite de la région active. La longueur d'onde de résonance est définie par la condition de Bragg:

$$\lambda = 2n_{\text{eff}} \Lambda / m$$

où m définit l'ordre du réseau, n_{eff} est l'indice effectif du milieu et Λ représente le pas de réseau. Pour obtenir l'émission de surface, les réseaux de deuxième ordre sont utilisés. Dans ce cas le premier ordre de diffraction contribue à l'émission verticale tandis que le deuxième ordre diffracté contribue à l'oscillation. L'amplitude de ces ordres diffractés dépend fortement du profil et de la largeur des lignes des réseaux de Bragg [7]; ainsi, la performance de ces lasers est reliée à la fabrication des réseaux. Deux paramètres ont une importance majeure dans la conception des lasers DBR : le coefficient de couplage qui est dépendant de la qualité des réseaux, et de l'efficacité de couplage entre la région du gain et la région passive. Dans notre

institut des sciences des microstructures, nous avons travaillé sur la conception et la réalisation des lasers DBR avec des structures de couches InGaAs/AlGaAs/GaAs à puits quantique d'InGaAs pour l'émission dans la gamme de 0.9 μm à 1.0 μm . Dans ce qui suit, je décris brièvement la fabrication et les résultats expérimentaux de nos lasers.

Les couches d'InGaAs/AlGaAs/GaAs sont déposées par épitaxie par jets moléculaires sur le substrat de GaAs dopé. La région du gain est ensuite définie par la photolithographie et par gravure sèche. Les réseaux de Bragg avec une périodicité de l'ordre de 0.3 μm sont fabriqués par lithographie par faisceaux d'électrons/ions et gravés dans la couche d'AlGaAs. Finalement, les contacts métalliques P et N sont définis. La figure 2 montre la caractéristique courant-puissance émise par la surface pour un laser DBR à puits quantique unique. Le courant de seuil est de 9.8 mA ce qui est parmi les meilleurs obtenus pour des lasers DBR sans reprise d'épitaxie [8]. Le spectre du laser montre une émission monomode (figure 3), ce qui est caractéristique des lasers DBR. Ceci est très en demande pour la plupart des applications optoélectroniques.

Récemment, un nouveau type de laser DBR appelé lasers DBR à réseaux circulaires dans lequel les ondes de propagation pour la résonance sont des ondes cylindriques a attiré l'attention. Les études théoriques sur les lasers indiquent une capacité à produire des émissions de haute puissance et monomodes ainsi que de faible divergence [9-11]. La figure 4 montre un schéma de coupe de nos lasers DBR à réseaux circulaires. Nous avons réussi à atteindre une puissance émise de la surface de plus de 100 mW et une divergence angulaire inférieure à 1° dans toutes les directions [12-13].

References :

- [1] K. Iga et al., IEEE J. Quant. Electron., QE 24, 1845, 1988.
- [2] F. Koyama et al., Jpn. J. Appl. Phys., 26, 1077, 1987.
- [3] J.L. Jewell et al., Electron. Lett., 25, 1123, 1989.
- [4] U. Koren et al., Appl. Phys. Lett. 54, 2056, 1989.
- [5] S. Murata et al., Electron. Lett. 23, 405, 1987.
- [6] G.A. Evans et al., IEEE J. Quant. Electron, QE 25, 1525, 1989.
- [7] A. Hardy et al., IEEE J. Quant. Electron., 25, 2096, 1989.
- [8] M. Fallahi et al., OSA annual meeting, Toronto, 1993.
- [9] M. Toda, IEEE J. Quant. Electron., 26, 473, 1990.
- [10] C. Wu et al., IEEE J. Quant. Electron. 29, 2596, 1993
- [11] X. Zheng and S. Lacroix, J. Lightwave. Techn. 8, 1509, 1990.
- [12] M. Fallahi et al., Electron Lett., 29, 1412, 1993
- [13] M. Fallahi et al., Electron. Lett., 29, 2117, 1993.

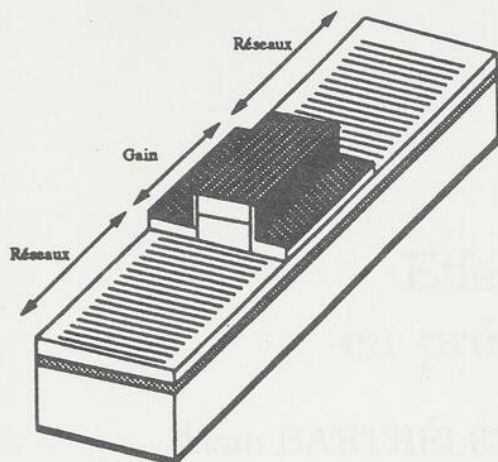


Fig. 1 : Schéma en coupe d'un laser DBR

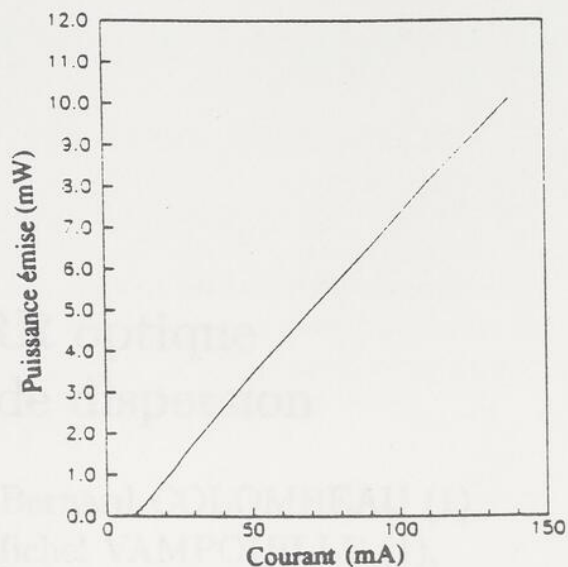


Fig. 2 : La caractéristique courant-puissance émise par la surface

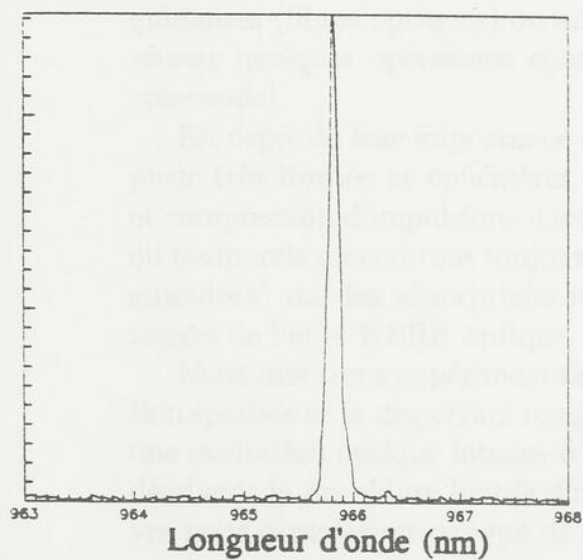


Fig. 3 : Le spectre d'un laser DBR à émission de surface

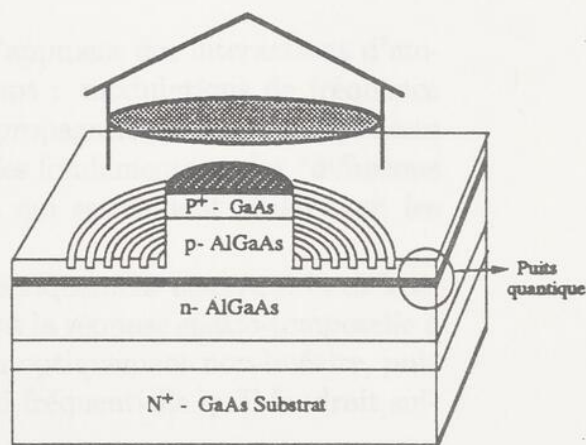


Fig. 4 : Schéma de coupe d'un laser DBR à réseaux circulaires.

Effet KERR optique en présence de dispersion

Alain BARTHÉLÉMY (1), Bernard COLOMBEAU (1),
Claude FROEHLI (1), Michel VAMPOUILLE (1),
Hervé MAILLOTE (2), Jacques MONNERET (2)

(1) IRCOM, Faculté des Sciences, 87 060 Limoges CEDEX, FRANCE

(2) LPMD, Faculté des Sciences, 25 030 Besançon CEDEX, FRANCE

On admet généralement aujourd'hui qu'un champ laser assez intense peut modifier localement et très rapidement l'indice de réfraction de tous les matériaux homogènes transparents. Cet "effet KERR optique" a longtemps perturbé la propagation des faisceaux par de violentes instabilités spatiales et temporelles, mais on sait maintenant mieux le contrôler dans des structures guidantes (fibres optiques) ou auto-guidantes (solitons) permettant enfin de réussir quelques opérations opto-optiques cohérentes à grande vitesse (picoseconde).

En dépit de leur importance ces succès s'appuient des interactions d'ampleur très limitée et éphémères dans le temps : modulations de fréquence et compression d'impulsions dans les fibres, propagation de solitons spatiaux ou temporels rencontrent toujours les obstacles fondamentaux des "diffusions stimulées" ou des absorptions non-linéaires qui retreignent sévèrement les usages de l'effet KERR optique.

Nous montrons expérimentalement et théoriquement comment la diffraction spatiale et la dispersion temporelle étalent la réponse spatio-temporelle à une excitation optique intense d'un matériau optiquement non-linéaire, puis décrivons la procédure lourde d'analyse multi-fréquentielle qu'il faudrait suivre pour caractériser ce type de réponse.

En conclusion, il apparaît que les seules situations calculables à ce jour ap-

partiennent au domaine de l'approximation de la "phase stationnaire" (WK-B) où la petitesse à la fois des gradients d'indice de réfraction induits optiquement et des distances de propagation autorise la définition de rayons et de vitesses de groupe géométriques. Ceci restreint beaucoup la généralité des équations traditionnelles de l'optique non-linéaire cohérente.

Effets de biréfringence aléatoire sur la propagation des solitons dans une fibre optique

C. R. Menyuk

*Département de génie électronique, Université du Maryland
Baltimore, MD 21228-5398*

RESUME

Je résume l'effet de la biréfringence aléatoire sur la propagation des solitons dans une fibre optique. D'abord, je présente les longueurs caractéristiques importantes. Quand la longueur de corrélation du champ électrique dans la fibre est petite par rapport aux longueurs caractéristiques de l'écartement et de la nonlinéarité, je constate qu'il est possible de construire une expansion à échelles multiples dans laquelle l'équation de Manakov apparaît au premier ordre. A cet ordre, un soliton qui entre la fibre optique dans un seul état de polarisation en fonction du temps va y rester, et, avec une bonne approximation, c'est l'équation Schrödinger nonlinéaire qui gouverne son évolution. J'ai ainsi dérivé l'équation Schrödinger nonlinéaire comme la description au premier ordre de la propagation d'un soliton dans une fibre optique. Au deuxième ordre, on trouve un effet de dépolarisation qui est petit dans les expériences actuelles.

Les fibres optiques qu'on appelle «unimodales» ne le sont pas en réalité à cause de la biréfringence qui existe en toute fibre optique réelle. L'origine de cette biréfringence n'est pas difficile à comprendre du point de vue physique. La lumière n'est que faiblement piégée par la petite différence entre les indices de réfraction du noyau et de la gaine optique, à l'ordre de 1%. Il y a un mode, le mode HE_{11} , qui continue à exister lorsque cette différence tend vers zéro. A la limite, ce mode tend vers une onde plane. Or, les ondes planes ont deux orientations possibles, et il doit en être de même pour le mode HE_{11} . Si l'on pouvait avoir un noyau parfaitement circulaire, les deux modes qui correspondent aux deux orientations seraient dégénérés, mais une perturbation quelconque détruit la dégénérescence et induit une petite différence d'indice Δn . Cette différence est vraiment très petite, de l'ordre de 10^{-9} pour les fibres avec les biréfringences les plus faibles et de l'ordre de 10^{-3} pour les fibres avec les biréfringences les plus fortes. Dans les meilleures fibres optiques destinées à la communication, on trouve Δn de l'ordre de 10^{-7} , et les fibres actuellement installés ont des valeurs de Δn entre 10^{-6} et 10^{-5} . Il peut sembler un peu étrange au premier abord qu'on doive tenir compte d'une différence tellement petite, mais il faut se rappeler que la longueur d'onde de communication dans les fibres optiques est à peu près $1,5 \mu m$,

et une différence de phase de 2π s'accumule après 15 m de propagation même dans les meilleures fibres de communication. Cette distance est très petite par rapport aux milliers de kilomètres sur lesquels on veut typiquement propager les signaux. Ainsi la biréfringence, aussi faible qu'elle soit, joue un rôle très significatif en pratique.

Quand on veut discuter la biréfringence aléatoire, on doit garder à l'esprit un grand nombre d'échelles de longueur différentes. Elles sont: (1) la longueur d'onde qui est $\sim 1,5 \mu\text{m}$, (2) la longueur de battement qui est $\sim 10 \text{ m}$, (3) la longueur de corrélation du champ électrique qui est $\sim 30 \text{ m}$, (4) la longueur d'écartement linéaire entre les deux polarisations qui est $\sim 100 \text{ km}$ pour les impulsions de 50 ps qui sont envisagées actuellement pour les systèmes solitoniques, (5) la période solitonique qui est à la fois la longueur caractéristique de la nonlinéarité et de la diffusion et qui est $\sim 1000 \text{ km}$.

Supposons que la longueur de corrélation du champ h , la longueur dans laquelle l'état de polarisation reste corrélé, est courte par rapport à la longueur d'écartement, la longueur sur laquelle les deux polarisations se séparent linéairement à cause de la différence entre leurs vitesses de groupe. Supposons aussi que h est petit par rapport à la période solitonique. Alors, on peut faire une expansion à longueurs d'échelles multiples. A l'ordre le plus bas, on trouve que l'équation de Manakov,^{1,2}

$$\begin{aligned} i \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial s^2} + \frac{8}{9} (|u|^2 + |v|^2) u &= 0, \\ i \frac{\partial v}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 v}{\partial s^2} + \frac{8}{9} (|u|^2 + |v|^2) v &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

gouverne l'évolution des impulsions dans la fibre optique.^{1,2} Ici, le u et le v sont les enveloppes de deux polarisations orthogonales, le ξ et le s sont la distance et le temps normalisés. Pour arriver à cette équation, on utilise l'approximation d'enveloppe à variation lente, et on suppose que l'état de biréfringence de la fibre optique varie de façon rapide et aléatoire. Alors, on prend la moyenne sur tous les états possibles sur la sphère de Poincaré. En accord avec l'approximation d'enveloppe à variation lente, on peut parler d'un état de polarisation du soliton qui dépend du temps. Si l'impulsion qui entre la fibre est dans un seul état de polarisation, tel que $u = q \cos \chi$ et $v = q \sin \chi \exp(i\alpha)$ où χ et α sont des paramètres constants, on trouve que le système d'équations (1) réduit à

$$i \frac{\partial q}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 q}{\partial s^2} + \frac{8}{9} |q|^2 q = 0, \quad (2)$$

qui n'est autre qu'une version de l'équation Schrödinger nonlinéaire! En effet, on a dérivé l'équation Schrödinger nonlinéaire comme l'équation de l'ordre le plus bas dans une théorie perturbatrice qui décrit le comportement des solitons dans les fibres optiques avec une biréfringence grande mais rapidement variable, ce qui est le cas actuel.

Pour avoir une théorie complète, il reste toujours à démontrer que les corrections à l'équation Schrödinger nonlinéaire qui paraissent à ordre plus haut dans la théorie perturbatrice sont négligeables. La contribution du deuxième ordre produit une dépolarisation, indiquée de façon schématique sur la Fig. 1. Même si l'on commence avec le soliton dans un seul état de polarisation, on trouve après une longueur suffisante que chaque composante

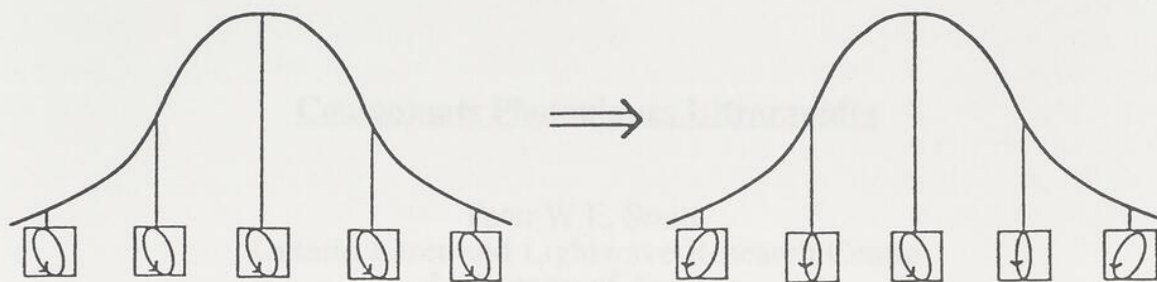


FIGURE 1. Illustration schématique de la dépolarisation qu'un soliton subit à cause de la variation rapide et aléatoire de la biréfringence.

instantanée de l'impulsion aura une polarisation un peu différente, tel que si l'on calcule les paramètres de Stokes de façon habituelle, par une intégration sur le temps, on trouvera que la somme des trois derniers paramètres n'égale pas le premier.

Dr. P. K. A. Wai et moi-même avons fait des études détaillées sur cette question avec une série de simulations numériques aussi bien qu'avec des calculs analytiques.¹ Nous avons déterminé les conditions qu'il faut avoir pour que la dépolarisation soit négligeable, et nous avons trouvé quelques exemples numériques qui indiquent ce qui se passe quand la dépolarisation devient importante. Si $v = 0$ à l'entrée de la fibre, qui implique que v correspond à la composante de dépolarisation, on trouve que v se décompose dans une somme de termes

$$v(\xi, s) = \sum_j f_j(\xi)g_j(s), \quad (3)$$

où les $f_j(\xi)$ sont des variables aléatoires avec une distribution de Gauss et les $g_j(s)$ sont des fonctions déterministes. Tous les $f_j(\xi)$ ont une variance égale à $\sigma_j^2 = \pi^2 h\xi / 8z_0^2$ où z_0 est la période solitonique.

Dans les expériences récentes de Mollenauer et ses collègues,^{2,3} ils opèrent dans un régime où l'effet de dépolarisation n'est pas important, et l'équation Schrödinger non-linéaire décrit très bien l'évolution d'une seule impulsion.

Ce travail est subventionné par DOE et NSF. Les simulations numériques ont eu lieu à NSERC et SDSC.

BIBLIOGRAPHIE

1. P. K. A. Wai, C. R. Menyuk, et H. H. Chen, *Opt. Lett.* **16**, 1231 (1991).
2. S. G. Evangelides, Jr., L. F. Mollenauer, et J. P. Gordon, *J. Lightwave Tech.* **10**, 28 (1992).
3. L. F. Mollenauer, P. V. Mamyshev, et M. J. Neubelt, "Measurement of timing jitter in soliton transmission at 10 Gbit/s and achievement of 375 Gbit/s-Mm, error-free, at 12.5 and 15 Gbit/s," à paraître dans *Optics Letters*.



On a pu voir que la distribution de l'intensité est en fait une somme de deux distributions gaussiennes. La première est centrée sur $x = 0$ et la seconde sur $x = x_0$. La largeur de la première est σ_1 et celle de la seconde est σ_2 . La largeur totale de la distribution est donc $\sigma_1 + \sigma_2$. La hauteur de la première est I_1 et celle de la seconde est I_2 . La hauteur totale est donc $I_1 + I_2$. La largeur de la première est σ_1 et celle de la seconde est σ_2 . La largeur totale de la distribution est donc $\sigma_1 + \sigma_2$. La hauteur de la première est I_1 et celle de la seconde est I_2 . La hauteur totale est donc $I_1 + I_2$.

On a pu voir que la distribution de l'intensité est en fait une somme de deux distributions gaussiennes. La première est centrée sur $x = 0$ et la seconde sur $x = x_0$. La largeur de la première est σ_1 et celle de la seconde est σ_2 . La largeur totale de la distribution est donc $\sigma_1 + \sigma_2$. La hauteur de la première est I_1 et celle de la seconde est I_2 . La hauteur totale est donc $I_1 + I_2$. La largeur de la première est σ_1 et celle de la seconde est σ_2 . La largeur totale de la distribution est donc $\sigma_1 + \sigma_2$. La hauteur de la première est I_1 et celle de la seconde est I_2 . La hauteur totale est donc $I_1 + I_2$.

On a pu voir que la distribution de l'intensité est en fait une somme de deux distributions gaussiennes. La première est centrée sur $x = 0$ et la seconde sur $x = x_0$. La largeur de la première est σ_1 et celle de la seconde est σ_2 . La largeur totale de la distribution est donc $\sigma_1 + \sigma_2$. La hauteur de la première est I_1 et celle de la seconde est I_2 . La hauteur totale est donc $I_1 + I_2$. La largeur de la première est σ_1 et celle de la seconde est σ_2 . La largeur totale de la distribution est donc $\sigma_1 + \sigma_2$. La hauteur de la première est I_1 et celle de la seconde est I_2 . La hauteur totale est donc $I_1 + I_2$.

Composants Photoniques Ultrarapides

Peter W.E. Smith

Ontario Laser and Lightwave Research Centre
University of Toronto

Pour profiter à fond du "information highway" à fibres optiques qui se dessine rapidement à l'horizon, les réseaux et les commutateurs de télécommunications devront savoir manipuler les données qui leur sont transmises à des vitesses de terabit, et certains éléments d'ordinateurs et de systèmes de communication auront à réagir à des vitesses de moins d'une picoseconde. La seule méthode à notre disposition à l'heure actuelle pour obtenir de telles vitesses est d'utiliser des composants photoniques tout-optiques. Au cours de cette conférence, je passerai en revue, bien que brièvement, nos connaissances actuelles au sujet de composants photoniques tout-optiques et je parlerai des propriétés des matériaux nonlinéaires optiques nécessaires à la réussite de composants de haute performance. Je présenterai ensuite certains résultats que nous avons obtenus récemment avec des effets nonlineaires optiques dans du GaAs:As (GaAs avec un excès de As) qu'on a fait pousser à basse température. Ce matériel manifeste des changements d'indice de réfraction, provoqués optiquement, extrêmement larges (>0.1) et ultrarapides (1-3 psec). Cela paraît être un matériel très prometteur en ce qui concerne le développement de composants optiques compacts, intégrables et ultrarapides.

On peut, de façon générale, regrouper les nonlinéarités toutes-optiques qui résultent d'effets électroniques en deux catégories. La première catégorie comprend les effets nonlinéaires qui se produisent en fonction d'énergie de lumière plus faible que l'énergie de la bande du matériel nonlinéaire. De telles nonlinéarités peuvent être décrites comme résultant de transitions virtuelles. On en parle souvent comme d'effets nonrésonnants. Les changements d'indice de réfraction nonlinéaires sont reliés à des changements dans le spectre d'absorption à deux-photons à travers des relations Kramers-Kronig nondégénérés. De telles nonlinéarités tendent à être relativement petites mais ont des temps de réponse extrêmement rapides ($\sim 10^{-15}$ sec).

La deuxième catégorie de nonlinéarité correspond à des changements (réels) d'absorption produits par la lumière. Ces changements sont provoqués par de la lumière dont l'énergie est proche ou au-dessus même de l'énergie de la bande et sont causés par des électrons excités à la bande de conduction du matériel. Ils sont souvent décrits comme des nonlinéarités résonnantes. Les changements d'absorption créés par la lumière se manifestent aussi en des changements d'indice de réfraction du matériel. Ces changements sont reliés par des relations Kramers-Kronig.

Les nonlinéarités résonnantes tendent à être grandes pour une énergie de lumière proche de la bande du matériel mais elles ont un temps de réponse relativement lent puisque le rétablissement dépend de la recombinaison de porteurs produits par la lumière.

Il y a eu récemment de nombreuses recherches faites sur des nonlinéarités nonrésonnantes ultrarapides dans des matériaux tels que des fibres de verre. De nombreux articles ont été publiés décrivant des expériences faites à base de composants de fibres toutes-optiques. Ces composants utilisent la nonlinéarité nonrésonnante et ont, par conséquent, des temps de réponse extrêmement rapides mais la nonlinéarité relativement petite demande des dispositifs longs (souvent de plusieurs mètres de longueur).

Des composants ultrarapides plus compacts nous permettraient d'envisager de nombreuses applications nouvelles. Ce serait particulièrement le cas là où il serait possible de les intégrer avec des dispositifs semi-conducteurs tels que des lasers et des détecteurs. Pour arriver à de telles applications, un matériel semi-conducteur non-linéaire, doté d'une grande nonlinéarité résonnante, serait idéal si ce n'était pour le temps de réponse lent.

Dans le temps qui me reste, je voudrais décrire certaines expériences qui nous ont permis de démontrer que du GaAs, qu'on a fait pousser à basse température (GaAs:As), peut être modifié de façon à produire des temps de réponse extrêmement courts pour des changements d'indice de réfraction provoqués optiquement, tout en maintenant une grande nonlinéarité pour des énergies de lumière proches de la bande. En fait, nous avons pu mesurer dans ce matériel les plus grands changements d'indice de réfraction optique nonlinéaires connus à date, avec une réponse en picoseconde.

Nous avons étudié des échantillons de GaAs:As de $\sim 2\mu\text{m}$ d'épaisseur, produits par Molecular Beam Epitaxy (MBE) à une température de 250° , 300° et 350°C -- bien au-dessous des températures de croissance normales. Certains de ces échantillons ont été recuits à 600° pendant une heure avant d'être retirés de la chambre de fabrication MBE. Puis on a prélevé sur les sous-strates de GaAs des couches de GaAs:As épitaxiales de $\sim 2\mu\text{m}$ d'épaisseur; on a cimenté ces-dernières à des sous-strates de verre puis on les a recouvertes, d'un côté, d'une couche anti-réfléchissante afin d'éliminer les résonances Perot-Fabry.

Dans la Fig.1, on peut voir comment le changement d'indice dans le GaAs:As dépend de la fluence d'impulsion de laser (durée 3-picosecondes) pour des longueurs d'ondes proches de la bande. Les points sont obtenus à partir de mesure Z-scan et représentent le changement d'indice moyen produit dans le matériel au passage de l'impulsion dans l'échantillon. Les changements d'indice parviennent à saturation à de hautes fluences et, comme on le voit par les courbes solides de la Fig.1, peuvent être représentés par un simple modèle de changement d'indice dû à la saturation de l'absorption. On voit des changements d'indice jusqu'à ~ 0.1 pour des impulsions de laser de 870nm -- un peu au-dessus de la bande de GaAs:As. A cette longueur d'onde, l'absorption de l'impulsion de laser est importante avec, comme résultat, une forte densité de porteurs et un grand changement d'indice dû au remplissage de la bande. Les changements d'indice que nous avons observés ne sont pas causés par des effets thermiques puisque la signature Z-scan pour une nonlinéarité thermique (positive) est, en fait, dans le sens opposé. En plus, nous avons calculé, à partir de paramètres thermiques connus pour le GaAs, un indice de changement thermique par impulsion de $< 10^{-4}$ pour les plus hautes fluences utilisées dans ces expériences; et nous avons baissé le taux de répétition des impulsions à 5 kHz afin de réduire la possibilité de problèmes thermiques cumulatifs.

Les échantillons qui avaient été recuits pendant une heure à 600°C ont manifesté des changements d'indice même plus importants -- jusqu'à 0.13 à 870nm et de hautes fluences. Cet avantage, toutefois, doit être mesuré contre une augmentation d'absorption dans les échantillons recuits, ce qui déplace la courbe d'absorption vers le haut, ainsi qu'on peut le voir dans la Fig.2. Cette augmentation d'absorption semble varier en $1/\lambda^4$ et est probablement due à une diffusion Rayleigh causée par les agrégats d'arsenic formés au cours de la cuisson.

Il existe une mesure d'efficacité de matériel, W , qui est une mesure du changement de phase dans une longueur d'absorption. Il est nécessaire d'avoir $W \gg 1$ pour obtenir une bonne performance de dispositifs. La perte dans les échantillons recuits est si importante que W est moins que l'unité à toutes les longueurs d'ondes. Les échantillons non-recuits, toutefois, ont montré des valeurs de W au moins aussi grandes que l'unité pour des longueurs d'ondes au-dessous de la bande. On ne pourra obtenir une évaluation plus précise de W pour ce matériel que lorsqu'on aura des échantillons plus épais et qu'on pourra obtenir des valeurs de la queue d'absorption plus exactes.

La mesure d'efficacité, F , mesure la proportion de changement rapide d'indice nonlinéaire produit par la lumière par rapport au changement d'indice thermique qui en résulte. F est de l'ordre de 1000 pour les échantillons non-recuits dans la région de longueur d'ondes qui nous intéresse. Par conséquent, ce matériel permettrait d'effectuer jusqu'à 1000 opérations dans un temps de réponse thermique.

Le temps de réponse du changement d'absorption peut être obtenu à partir de mesures "pump-probe" de la transmission de l'échantillon. On peut obtenir les constantes de temps de réponse en observant le changement d'absorption après excitation par une impulsion.

Nous avons trouvé que les valeurs mesurées étaient presque indépendantes de la longueur d'ondes dans la région cernant la bande et qu'elles se trouvaient, pour les échantillons produits à 250° et 300°, de l'ordre de 3 à 5 picosecondes. Les échantillons produits à 350° ont manifesté des temps de réponse beaucoup plus longs -- de l'ordre de 70 picosecondes. Des mesures effectuées à hautes fluences révèlent, toutefois, un comportement dynamique beaucoup plus complexe.

Le GaAs:As, qu'on a fait pousser à basse température, manifeste des changements d'indice, dus à la lumière, extrêmement importants -- avec un temps de rétablissement de moins de 4 picosecondes. Par conséquent, ce matériel paraît être très prometteur pour la fabrication de dispositifs optiques intégrables et ultrarapides.

En terminant, je voudrais souligner l'apport de S. Benjamin et A. Othonos qui ont mené les expériences avec le GaAs:As; l'aide que nous ont apportée J. Harbisson de Bellcore et D.A. Thompson de McMaster University en nous contribuant les échantillons utilisés pour ces expériences; et S. Dzoba de Bell Northern Research Ltd. qui nous a fourni les couches anti-réfléchissantes. Ce projet de recherche a été soutenu en partie par le Conseil de Recherches en Sciences Naturelles et en Génie du Canada, et le Ontario Laser and Lightwave Research Centre.

Références

1. Voir, par exemple, P.W.E. Smith, "All-optical devices: materials requirements", SPIE Proceedings, **1852**, 1 (1993)
2. Voir, par exemple, M.N. Islam, *Ultrafast Fiber Switching Devices and Systems*, Cambridge University Press, Cambridge, UK (1992)
3. S. Benjamin, A. Othonos, and P.W.E. Smith "Large ultrafast optical nonlinearities in As-rich GaAs", Proceedings of the 1993 OSA Annual Meeting.
4. M. Shiek-Bahae, A.A. Said, T.H. Wei, D.J. Hagan and E.W. Van Stryland, "Sensitive measurements of optical nonlinearities using a single beam", IEEE J. Quantum Electron. **QE-26**, 760 (1990)

Figures

- Fig.1 Changements d'indice de réfraction produits dans du GaAs:As par des impulsions de laser de 3-picosecondes de fluence variable pour une série de longueurs d'ondes proches de la bande.
- Fig.2 Courbes d'absorption pour des échantillons de GaAs:As recuits et non-recuits. La courbe se déplace vers le haut pour les échantillons recuits.

Fig.1

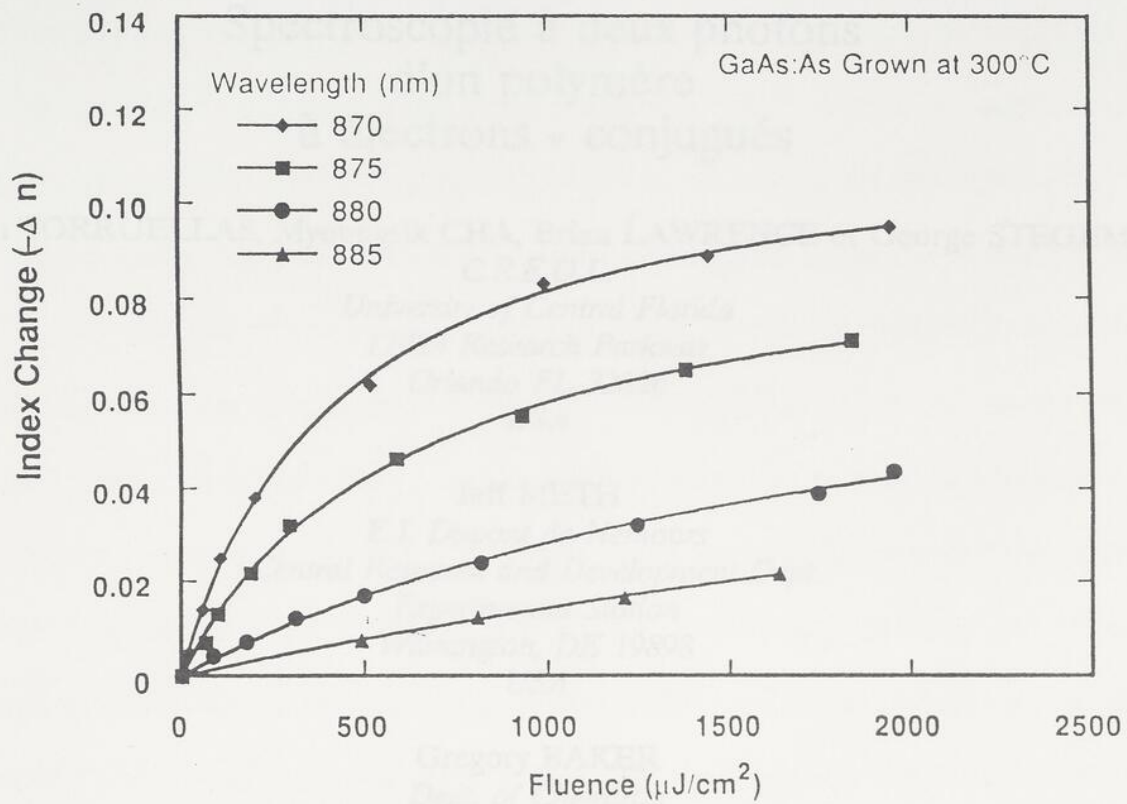
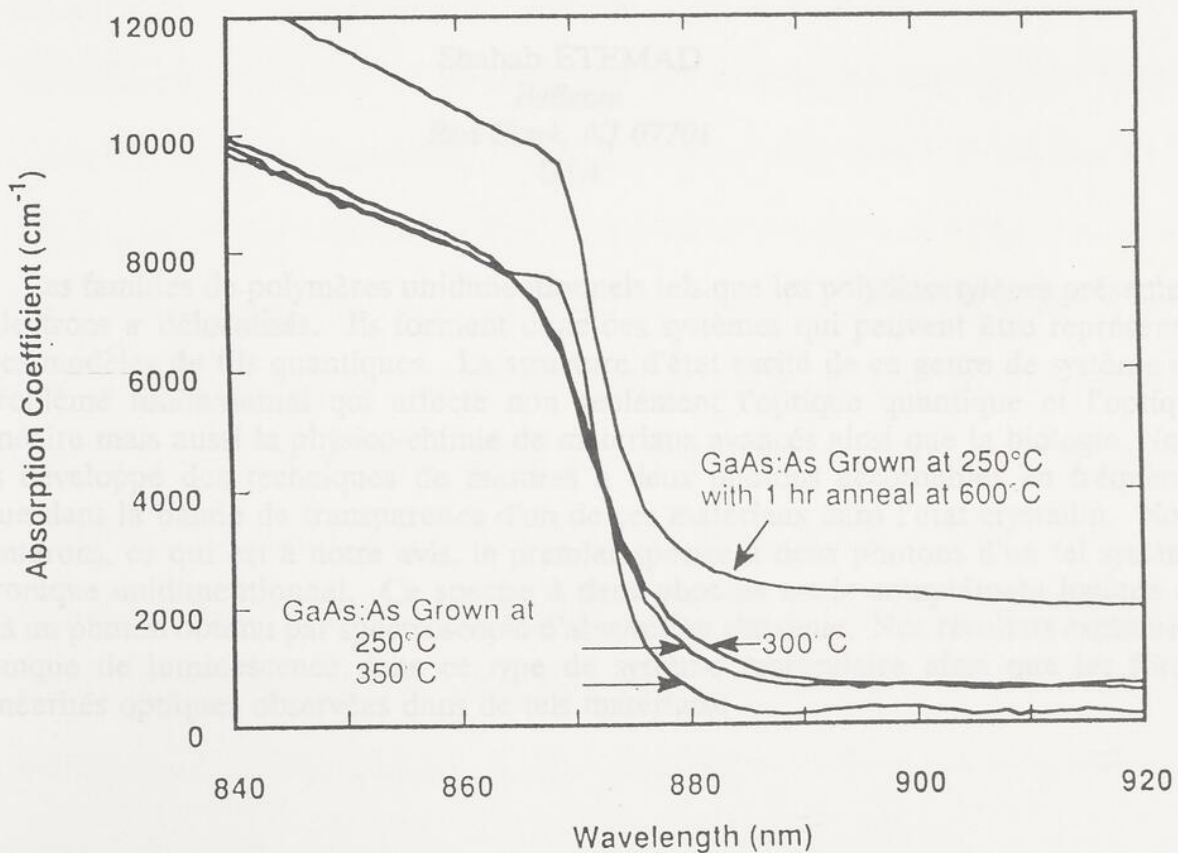


Fig.2



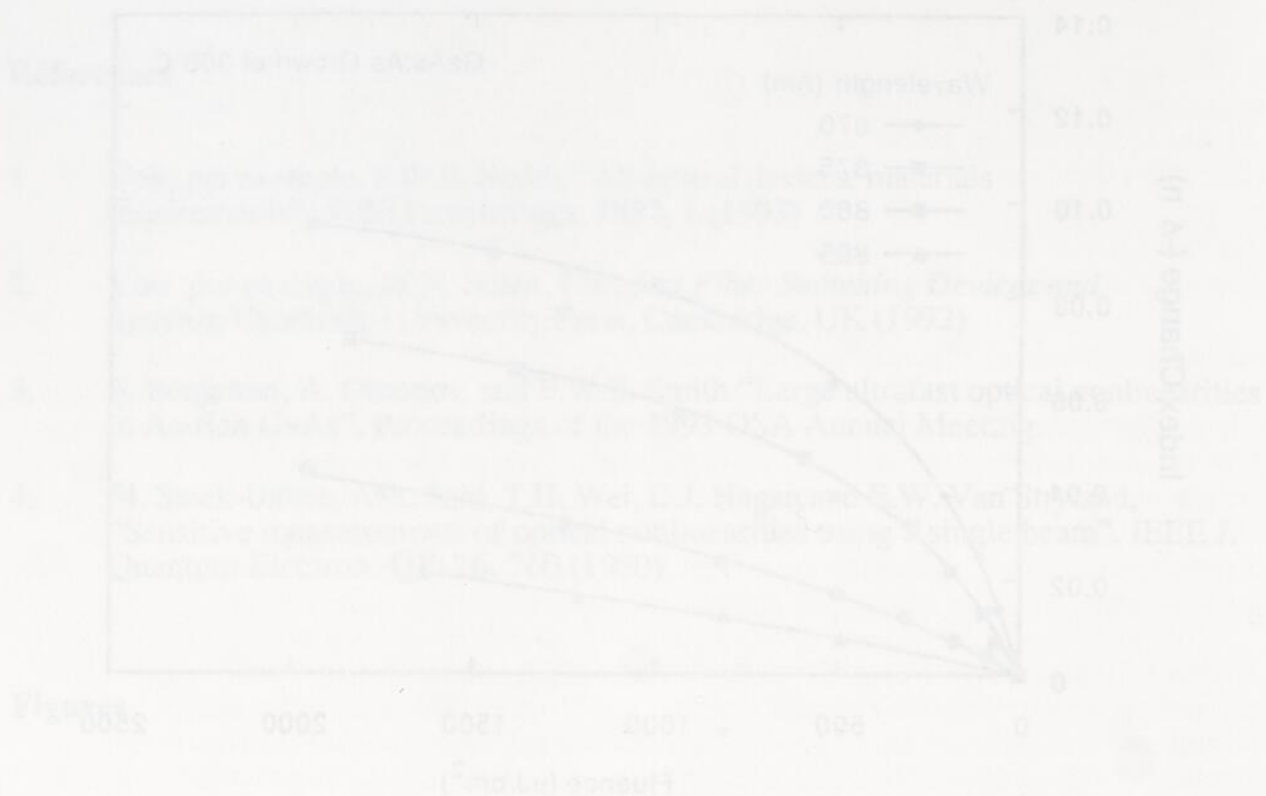
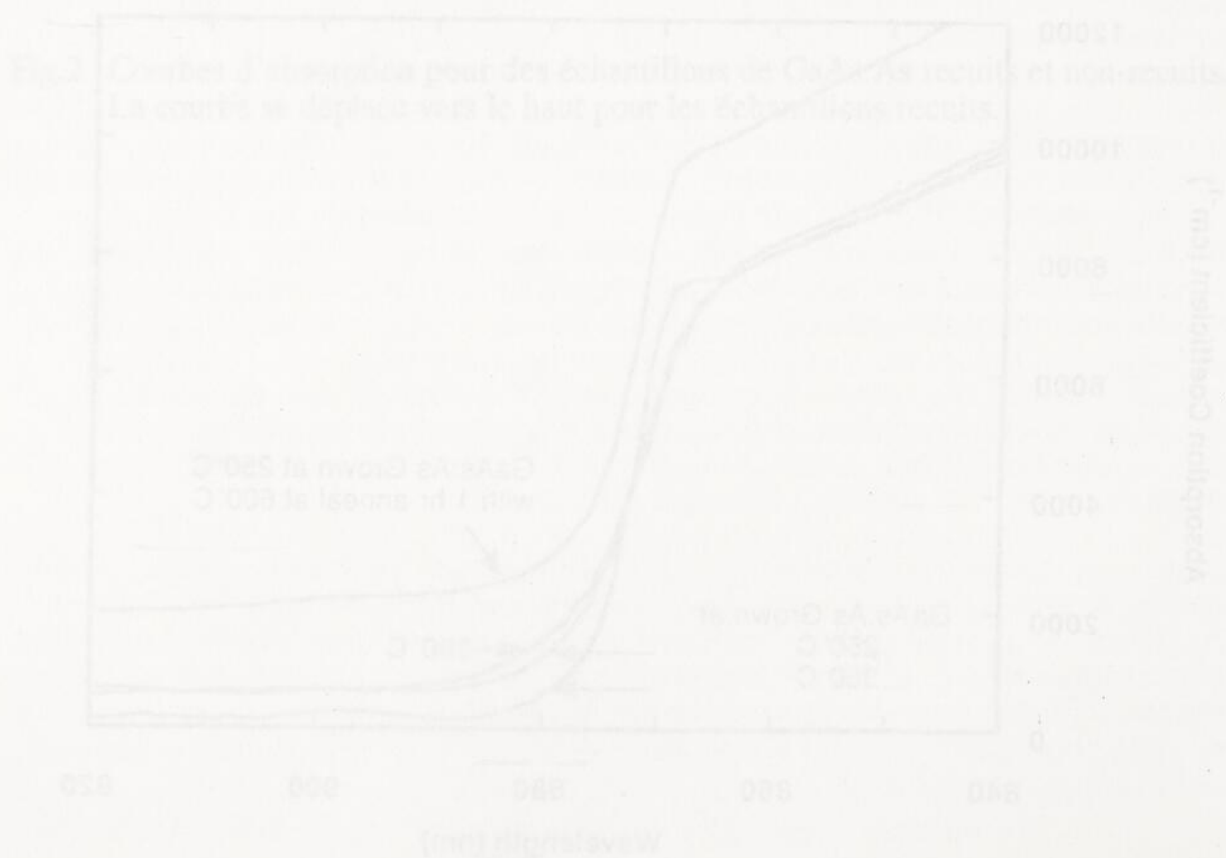


Fig. 1. Changement d'indice de réfraction produit dans du GaAs par des impulsions lumineuses de 3 picosecondes de durée et de longueur d'onde variable pour une série de longueurs d'onde de la bande.



Spectroscopie à deux photons d'un polymère à électrons π conjugués

William TORRUELLAS, Myoungsik CHA, Brian LAWRENCE et George STEGEMAN
C.R.E.O.L.

University of Central Florida
12424 Research Parkway
Orlando FL 32826
USA

Jeff METH
E.I. Dupont de Nemours
Central Research and Development Dept.
Experimental Station
Wilmington, DE 19898
USA

Gregory BAKER
Dept. of Chemistry
Michigan State University
East Lansing, MI 48824
USA

Shahab ETEMAD
Bellcore
Red Bank, NJ 07701
USA

Les familles de polymères unidimensionnels tels que les polydiacétylènes présentent des électrons π délocalisés. Ils forment donc des systèmes qui peuvent être représentés par des modèles de fils quantiques. La structure d'état excité de ce genre de système est un problème fondamental qui affecte non seulement l'optique quantique et l'optique nonlinéaire mais aussi la physico-chimie de matériaux avancés ainsi que la biologie. Nous avons développé des techniques de mesures à deux photons accordables en fréquence optique dans la bande de transparence d'un de ces matériaux dans l'état cristallin. Nous présenterons, ce qui est à notre avis, le premier spectre à deux photons d'un tel système électronique unidimensionnel. Ce spectre à deux photons est le complément logique de celui à un photon obtenu par spectroscopie d'absorption classique. Nos résultats expliquent le manque de luminescence dans ce type de système moléculaire ainsi que les fortes nonlinéarités optiques observées dans de tels matériaux.

Les premiers prototypes d'interrupteurs optiques, éléments de base pour une logique optique, ont été démontrés tout d'abord dans des systèmes à semiconducteurs pour lesquels l'énergie photonique est proche de la bande de conduction.[1] Ces composants optiques utilisent souvent des effets d'origine interférentielle, dans des Pérot-Fabry ou des Mach-Zehnder, pour lesquels la phase optique peut être modulée par un faisceau laser. Dans ce cas, les effets sur l'indice de réfraction bien que très importants, sont toujours associés à une forte perte linéaire et un temps de réponse limité par le temps de recombinaison des porteurs électroniques générés par absorption via un photon. Une autre approche utilise des effets non résonnants dans lesquels l'effet sur l'indice de réfraction est plus faible mais réagit, en tout état de cause, immédiatement ou autrement dit suit le champ optique. Cet effet dénommé Kerr optique peut être utilisé loin des résonnances à un photon où cependant des résonnances multiphotoniques peuvent apparaître et en particulier, des effets liés à l'absorption à deux photons. A ce jour les meilleurs résultats ont été obtenus avec des matériaux transparents, le verre des fibres optiques,[2] ou avec des semiconducteurs à structure de bande directe dans leur bande de transparence.[3] Dans de tels systèmes la réponse optique est souvent d'origine électronique. L'oscillateur induit par la lumière est caractérisé par sa force, qui peut être de l'ordre de l'unité dans des composés organiques comme ceux utilisés dans les lasers à colorants.[4] Certains de ces matériaux, ont aussi une structure de semiconducteur quand ils sont en forme de polymères. Le groupe de l'école Polytechnique dans les années 70 montra par des mesures de troisième harmonique qu'ils avaient des réponses nonlinéaires jamais égalées depuis.[5] Nous avons étudiés un de ces matériaux: PTS un polydiacétylène monocristallin dont l'absorption linéaire d'origine excitonique ainsi que la structure moléculaire est représentée dans la figure suivante.[6]

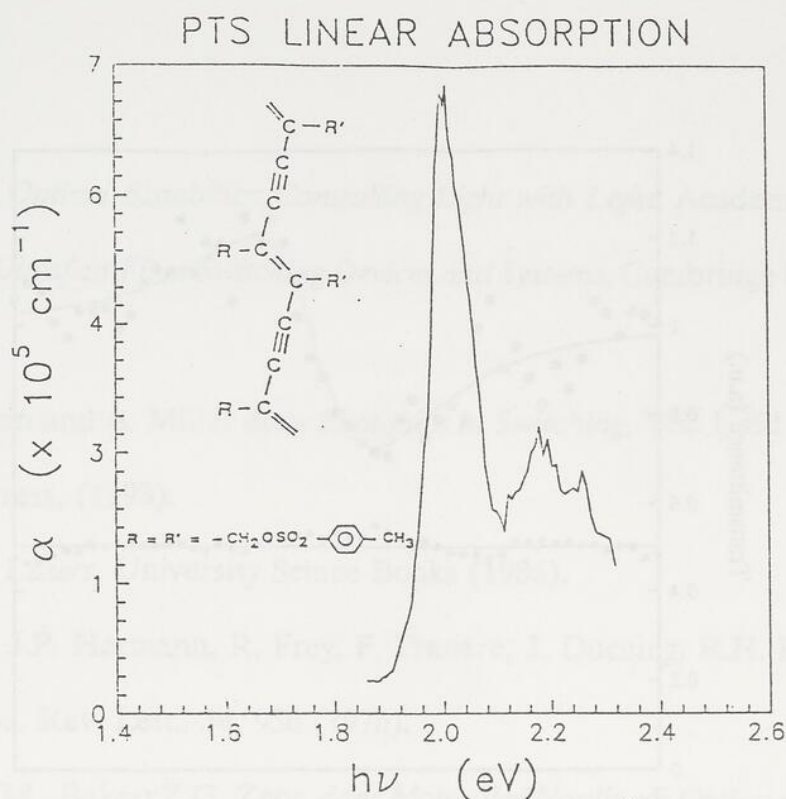


Figure N°1:

Spectre d'absorption du PTS aux alentours de 2 eV.

A partir du résultat du groupe parisien, nous nous sommes limités à l'étude nonlinéaire de ce polymère dans les régions spectrales comprenant les deux fenêtres définies par les fibres optiques, aux alentours de $1.32 \mu\text{m}$ (0.94 eV) et $1.55 \mu\text{m}$ (0.8 eV). Nous avons démontré que les prédictions des mesures de troisième harmonique avec une longueur d'onde au fondamental à $2.7 \mu\text{m}$ étaient remarquablement justes. En effet, autant à $1.32 \mu\text{m}$ qu'à $1.55 \mu\text{m}$ la nonlinéarité de type Kerr est égale à $+2.2 \times 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{GW}$ approximativement 10^4 fois celle de la silice et 20 fois celle de l'AlAsGa.[7-8] Ce matériau a donc, à notre connaissance, le coefficient d'effet Kerr optique ultrarapide le plus élevé jamais mesuré dans cette gamme de longueurs d'onde. De plus, l'absorption à deux photons semble disparaître après $1.5 \mu\text{m}$ et ne devrait pas poser de problèmes considérables à des longueurs d'ondes proches de $1.3 \mu\text{m}$.

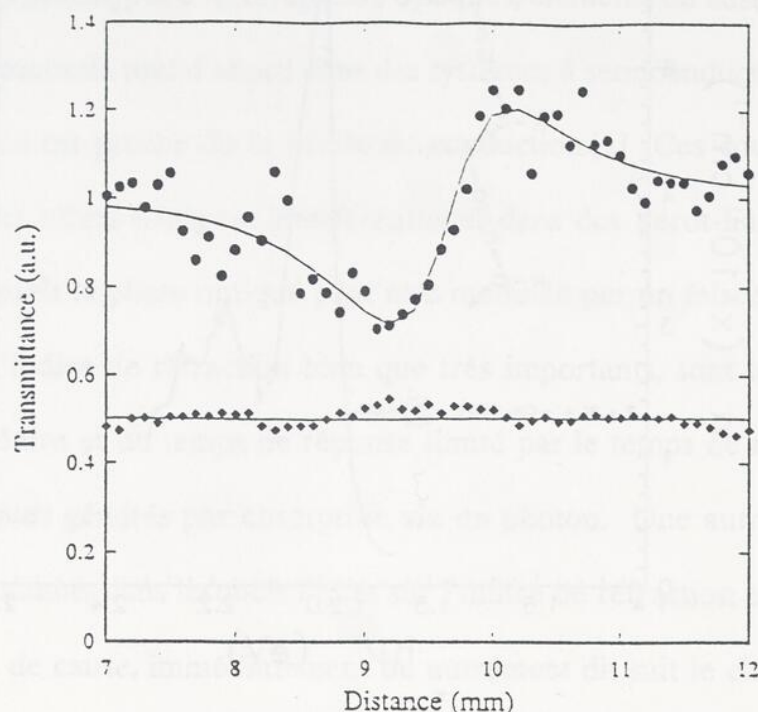


Figure N°2:

Transmission nonlinéaire à $1.6 \mu\text{m}$ pour PTS en utilisant la méthode du Z-scan. Il est clair que la nonlinéarité est positive (cercle pleins) avec l'absence d'absorption multiphotonique (diamants).

Nous avons alors poursuivi des études spectroscopiques d'optique nonlinéaire pour essayer de comprendre la nature, du moins au niveau de la spectroscopie, de ces coefficients remarquablement élevés. Nous avons couvert la bande de transparence du PTS avec un système laser paramétrique à 10 Hz avec des impulsions de 65 ps couvrant la plage de $0.8 \mu\text{m}$ (1.55 eV) à $1.7 \mu\text{m}$ (0.73 eV), ainsi qu'un laser picoseconde Ti:saphire. Nous avons pu montrer que dans les deux cas, la présence de niveaux à deux photons proches de la bande de transparence augmente de façon résonnante, à deux photons, la nonlinéarité Kerr. Ces résultats ainsi que leur interprétations seront présentés au moment de la conférence.[9]

REFERENCES:

- [1] H.M. Gibbs *Optical Bistability: Controlling Light with Light*, Academic Press (1985).
- [2] M.N. Islam *Ultrafast Fiber Switching Devices and Systems*, Cambridge University Press, (1992).
- [3] G.I. Stegeman and A. Miller *dans Photonics in Switching*, Vol. I, Ed. J.E. Midwinter, Academic Press, (1993).
- [4] A. Siegman *Lasers*, University Science Books (1986).
- [5] C. Sauteret, J.P. Hermann, R. Frey, F. Pradere, J. Ducuing, R.H. Baughman, R.R. Chance, *Phys. Rev. Lett.*, **36**, 956 (1976).
- [6] S. Etemad, G.L. Baker, Z.G. Zoos, *dans Molecular Nonlinear Optics: materials, physics and devices*, Ed. J. Zyss, Academic Press (1994).
- [7] B.L. Lawrence, M. Cha, J. Kang, W.E. Torruellas, G.I. Stegeman, G. Baker, J. Meth, S. Etemad, *Elect. Lett.*, **30**, 447 (1994).
- [8] D.Y. Kim, B.L. Lawrence, W.E. Torruellas, G.I. Stegeman, G. Baker, J. Meth, *Assessment of single crystal PTS as an all-optical switching material at 1.3 μm* , Soumis à *Appl. Phys. Lett.*.
- [9] B.L. Lawrence, W. Torruellas, M. Cha, M.L. Sundheimer, G.I. Stegeman, J. Meth, S. Etemad, G. Baker, *Identification and role of two-photon states in a π -conjugated polymer*, Soumis à *Phys. Rev. Lett.*.

REFERENCES

- [1] H.M. Gibbs: *Optical Bistability: Controlling Light with Light*, Academic Press (1985).
- [2] M.N. Islam: *Optical Fiber Amplifiers and Systems*, Cambridge University Press (1992).
- [3] G.I. Stegeman and A. Miller: *Nonlinear Optics*, Vol. 1, Ed. E. M. Stegeman, Academic Press (1992).
- [4] A. Stegeman: *University of Texas at Austin* (1992).
- [5] C. Sauerbrey, J.P. Hermann, H. Frey, F. Ruck, J. Dierker, K.H. Baughman, R.A. Chance: *Phys. Rev. Lett.*, **58**, 926 (1987).
- [6] S. Eismann, G.I. Stegeman, G. I. Stegeman: *Optical bistability: Physics and Devices*, Ed. J. J. Stegeman, Academic Press (1992).
- [7] R.A. Stegeman, G.I. Stegeman, W.E. Torrance: *Optical Bistability*, Ed. J. J. Stegeman, Academic Press (1992).
- [8] D.Y. Kim, B.L. Lawrence, W.E. Torrance, G.I. Stegeman: *Optical Bistability*, Ed. J. J. Stegeman, Academic Press (1992).

TRANSFER DE CHARGES DANS LES POLYMERES SEMICONDUCTEURS CONTENANT DES SPIROPYRANES. APPLICATIONS A L'ELABORATION D'ELEMENTS OPTIQUES BISTABLES ET A L'IMAGERIE INFRAROUGE.

Jean J. Robillard
Materials Research Institute
University of Texas
El Paso, Texas. USA

INTRODUCTION.

Le photochromisme des spiropyranes a été décrit dans bon nombre d'articles spécialisés [1] sans avoir toutefois conduit à des applications industrielles d'importance. La raison majeure a été le manque de stabilité et de reproductibilité de ces photochromes. L'introduction de molécules de spiropyranes dans des structures polymères orientées a permis d'améliorer considérablement leur stabilité [2][3]. En 1992 Francis Garnier (CNRS, Thiais) et l'auteur ont démontré que l'ouverture du cycle spiropyranique résultant normalement d'une absorption dans l'ultraviolet ou d'un effet thermique pouvait également être provoquée par transfert de charge intra ou extramoléculaire [4]. Ce comportement permet d'envisager un certain nombre d'applications dans le domaine du traitement optique de l'information. Nous présentons ici différents essais ayant pour but la vérification de l'ouverture de spiropyranes par transfert de charge dans des conditions variées et applicables à la réalisation de switch et modulateurs optiques.

OUVERTURE DU CYCLE SPIROPYRANIQUE PAR TRANSFER DE CHARGE.

Dans les différents cas étudiés le transfert de charge s'effectue entre des polymères ou oligomères semiconducteurs et divers types de molécules de spiropyranes. Nous considérerons les alternatives suivantes:

1. Les molécules de spiropyranes sont dispersées ou en solution dans le polymère semiconducteur.

Le spiropyrane est une spirooxazine (Fig. 1) et l'oligomère un sexithiophène avec une substitution alkyle. La composition du film est: Spiropyrane $2.5 \cdot 10^{-4}$, Thiophène $5 \cdot 10^{-5}$. Les films ont été déposés sur une lame de microscope à l'aide d'une tourette. Le spectre d'absorption est représenté Fig. 2 où (1) correspond à la spirooxazine seule et (2) au mélange spirooxazine - thiophène ou la bande d'absorption du sexithiophène peut être observée (480nm). Deux types de films: Spiropyrane seul et le mélange spirooxazine-thiophène ont été exposés à la lumière d'une lampe Xenon en utilisant un filtre bloquant les radiations inférieures à 400nm. Avec le spiropyrane seul aucune modification n'est observée. Avec le mélange, la bande d'absorption (3) caractéristique de la forme ouverte du spiropyrane apparaît.

L'excitation du film avec une impulsion laser à 1.06 micron et de durée 1psec. a donné la réponse représentée Fig.3 pour une longueur d'onde de 600nm. Ceci correspond au

maximum d'absorption de la forme ouverte de la spirooxazine.

2. Les molécules de spiropyranes, en solution dans un liant, sont déposées sous forme de couches de Langmuir-Blodgett en alternance avec des couches du polymère semiconducteur. Les diacétylènes et thiophènes ont été utilisés comme donneurs pour l'ouverture des cycles spiropyraniques, soit en couches hétérogènes pour les films contenant un mélange des deux espèces ou en couches alternées d'une seule espèce le transfert de charges s'effectuant entre couches.

Dans le premier cas le diacétylène 4BCMU (Fig.4) a été utilisé comme donneur avec le spiropyrane représenté Fig.5. Un mélange équimolaire des deux produits a été étendu sur la surface d'eau de l'appareil Langmuir-Blodgett, cette eau contenant $9.09 \cdot 10^{-4}$ M de chlorure de cadmium. La compression de la couche LB s'est effectuée à la vitesse de $20 \text{ cm}^2/\text{min}$. et la polymérisation de cette couche a été obtenue par exposition aux rayons ultraviolet pendant 30 minutes à une température de 12°C . L'ouverture du cycle a été déterminée par ellipsométrie en utilisant les propriétés dichroïques de la forme fermée et la variation d'indice de réfraction observée pendant l'ouverture. Cette variation est représentée Fig.6 pour une longueur d'onde de 632.8nm et en fonction de l'irradiation infrarouge dans la bande d'absorption du diacétylène (6.2 microns). La courbe 1 correspond à une direction de dépôt de la couche parallèle au plan d'incidence et la courbe 2 à la direction perpendiculaire.

Dans le second cas l'oligomère hexylthiophène a été utilisé comme donneur avec le même spiropyrane. Les deux molécules étaient présentes dans deux couches Langmuir-Blodgett séparées sous la forme d'un mélange équimolaire avec de l'acide éicosanoïque facilitant la mobilité des couches à la surface de l'eau. Le dépôt de ces couches s'est effectué à une pression de surface de 20 mN/m et une vitesse de 10 mm par minute. 24 couches monomoléculaires ont été assemblées sur le même substrat.

Nous avons de nouveau utilisé une source de lumière blanche avec un filtre éliminant les radiations inférieures à 400nm. L'intensité de la source était de 7.8 mW/cm^2 . Sous irradiation on observe une variation de l'indice de réfraction qui retourne à sa valeur initiale après cessation de l'excitation (Fig.7). Des variations identiques sont observées sous plusieurs cycles (Fig.8).

4. Les molécules de spiropyranes font partie d'une structure polymérique dans laquelle elles forment une liaison de réticulation entre les chaînes moléculaires. Le polymère est orienté et déposé sous forme de couche Langmuir-Blodgett.

La structure idéale pour observer le transfert de charge intramoléculaire résulte de l'introduction du spiropyrane dans une structure moléculaire contenant le polymère. Une telle structure est représentée Fig.9. Les liaisons intervenant dans la construction de la molécule doivent assurer la conjugaison entre les parties donneurs du polymère et le spiropyrane. Les films contenant le polymère sont orientés sous forme de couches Langmuir-Blodgett. Le transfert de charge entre la chaîne polyacétylène et le spiropyrane s'effectue comme dans les cas précédents mais avec un rendement plus élevé. Le rendement est défini par le nombre d'ouvertures moléculaires par photon absorbé.

ELEMENT OPTIQUE BISTABLE.

Une des propriétés remarquable de la structure représentée Fig.9 est liée à la possibilité d'inverser le sens du transfert de charge après l'ouverture du spiropyrane et par là réaliser un système optique bistable. L'irradiation initiale du polymère dans une de ses bandes d'absorption produit un transfert de charge du polymère donneur au spiropyrane qui, dans sa position fermée, est un accepteur. Ce transfert de charge provoque l'ouverture du cycle (partie droite de la Fig.9). Mais la forme ouverte, en raison de la délocalisation des charges dans la nouvelle structure, devient maintenant un donneur et le polymère, en l'absence d'excitation, joue le rôle d'accepteur, ce qui entraîne un transfert de charge dans le sens inverse. On se trouve donc en présence d'une bi-stabilité qui est illustrée sur la fig.10.

IMAGERIE INFRAROUGE.

Dans la structure de la figure 9 si la bande d'absorption du polymère est située dans l'infrarouge le transfert de charge produit une modulation optique dans le visible dû au photochromisme induit dans le spiropyrane. Une image infrarouge projetée sur un film de ce matériau crée une image dans le visible à la longueur d'onde d'absorption de la forme ouverte. En raison de la nécessité d'utiliser des films minces (Couches de Langmuir Blodgett) la densité optique de l'image visible est très faible. Pour obtenir une image acceptable on préfère utiliser les propriétés dichroïques de la forme fermée pour créer une image par ellipsométrie avec un dispositif représenté sur la figure 11. Les variations spatiales d'ellipticité produites sur le film par l'image infrarouge se traduisent par une variation de transmission dans l'analyseur orienté de telle manière qu'il se trouve à l'extinction en l'absence d'infrarouge. La figure 12 représente l'image d'une main à 10 microns.

BIBLIOGRAPHIE.

- [1] Hirshberg A. J. Amer. Chem. Soc., 2304 (1956).
Hirshberg A. J. Chem. Soc., 3129 (1954)
Heiligman-Rim J., Hirshberg A. and Fisher G., J. Phys. Chem., 2465 (1962)
Sayun M., Phot. Sci. Eng., 63 (1972).
- [2] Robillard J., US Patent Nr 5,098,806 (1992).
- [3] Kuhn H. and Robillard J., Non Linear Optical Materials. CRC Press. Boca Raton, Florida (1992).
- [4] Garnier F., Guglielmetti R., Moustrou C., Robillard J., Samat A. & Srinivasan M., Mol. Cryst. Liq. Cryst., 246 (1994).

Nous tenons à remercier Dr. Francis Garnier du CNRS pour sa collaboration dans l'étude et la préparation des structures thiophéniques, Dr. Robert Guglielmetti de l'Université de Marseille pour la synthèse des échantillons de spiropyranes, Dr. M. Srinivasan pour la préparation des films Langmuir Blodgett et Mr Eric Chesak pour les montages et mesures optiques.

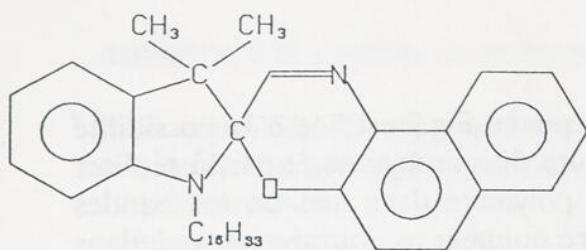


FIG.1

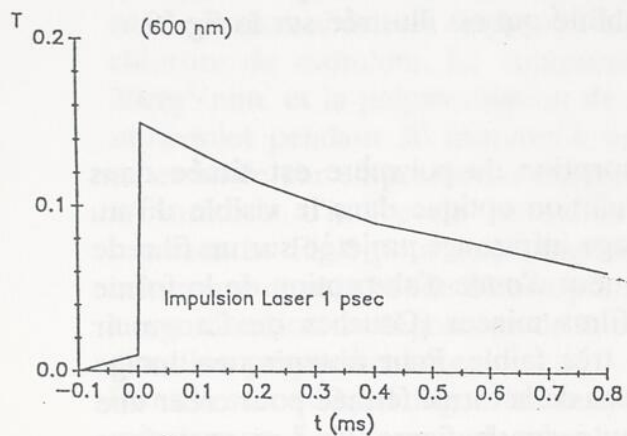


FIG.3

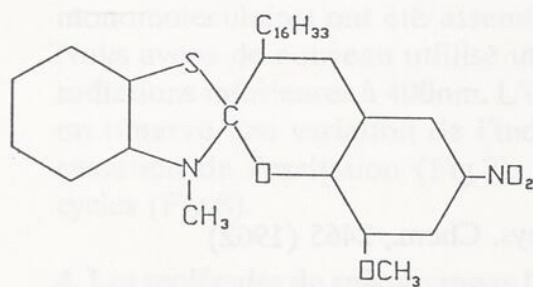


FIG.5

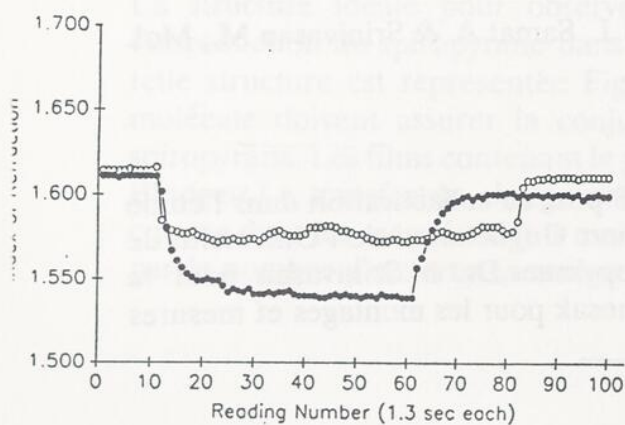


FIG.7

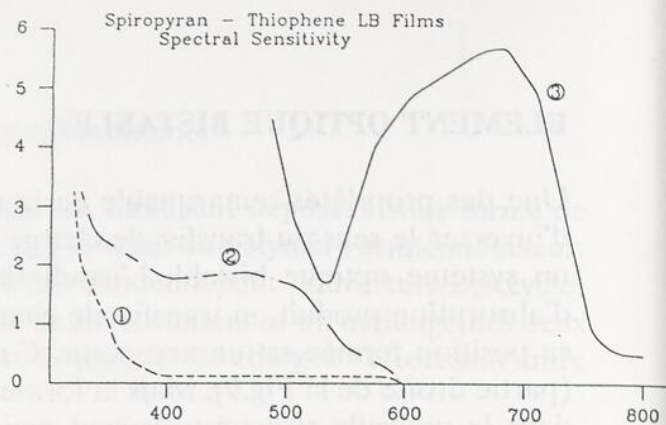


FIG.2

4BCMU

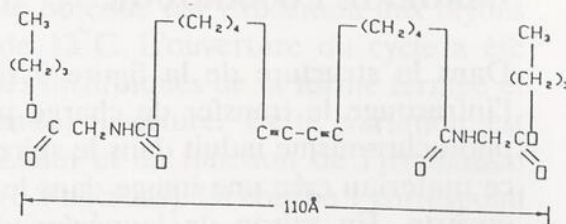


FIG.4

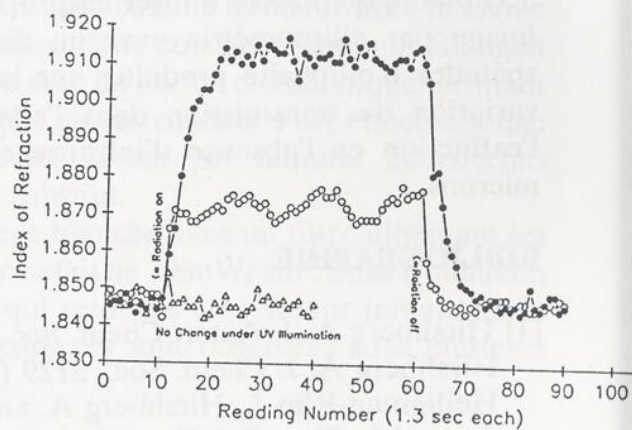


FIG.6

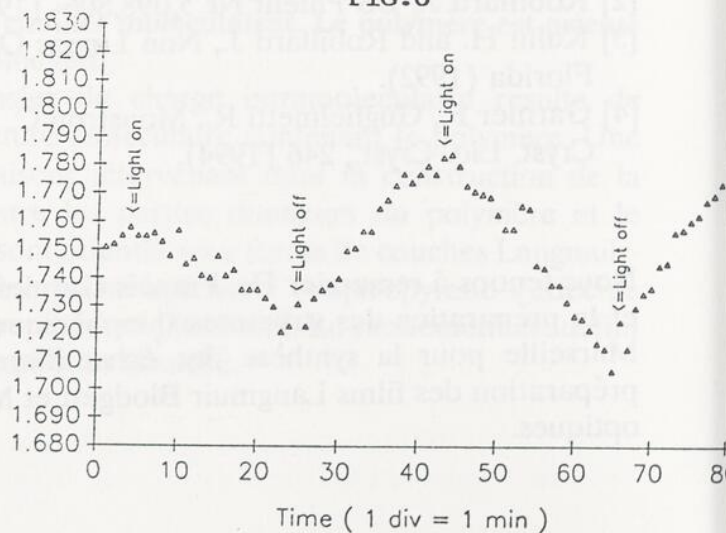


FIG.8

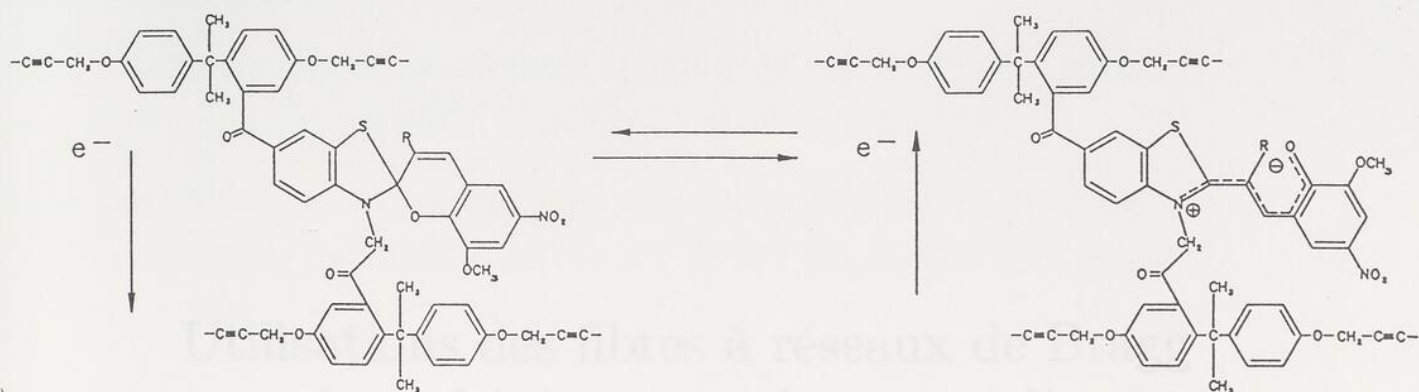


FIG. 9

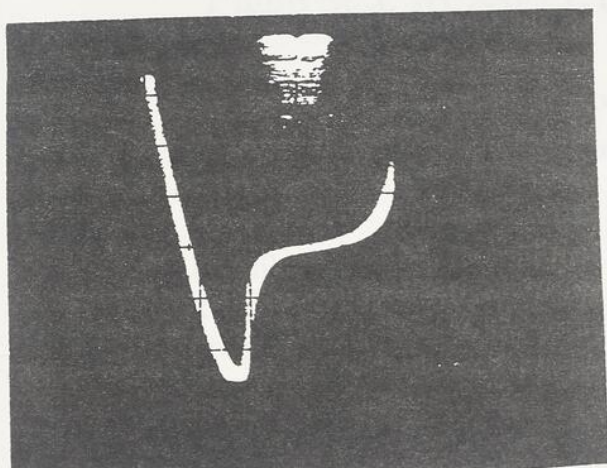


FIG. 10

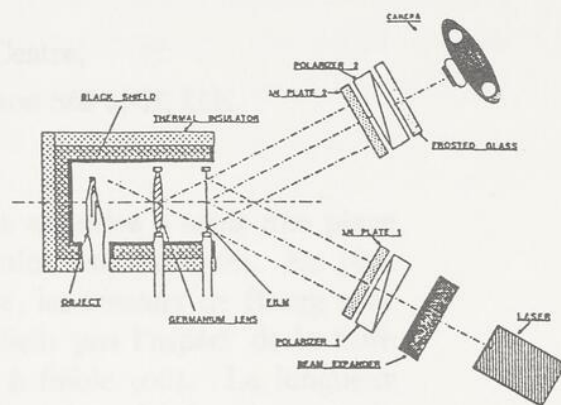


FIG. 11

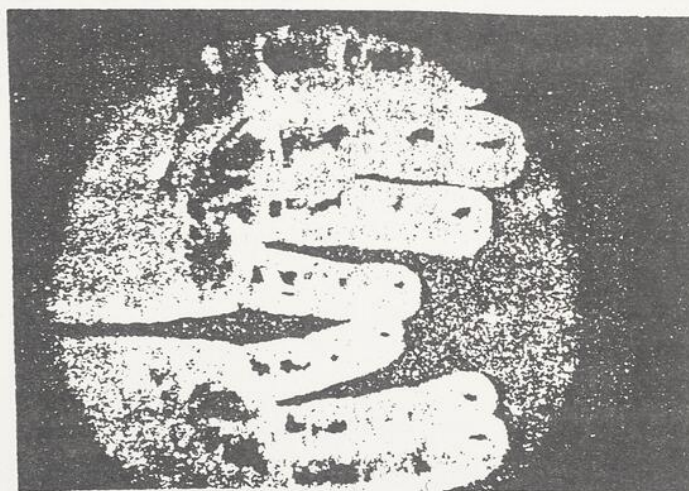


FIG. 12



Utilisations des fibres à réseaux de Bragg pour le multiplexage en longueur d'onde.

Jean-Luc ARCHAMBAULT, Laurence REEKIE,
Philip St.J. RUSSELL et J. Thomas KRINGLEBOTN

Optoelectronics Research Centre,
Université de Southampton, Southampton S09 5NH, U.K.

Les fibres optiques à réseaux de Bragg sont appelées à tenir une place importante dans les futurs réseaux de communications optiques. En plus d'être extrêmement sélectifs en longueur d'onde, les réseaux de Bragg sont compacts, ont des pertes très faibles, ne modifient pas l'aspect de la fibre et peuvent être produits en grand nombre et à faible coût. La longueur d'onde de Bragg d'un réseau peut être contrôlée très précisément au stade de fabrication (à $\pm 0,1$ nm) et peut être accordée sur plusieurs nanomètres. Grâce à ces nombreux avantages, les fibres à réseaux ont donné naissance à une nouvelle gamme de composants pour le multiplexage en longueur d'onde. Au cours de cette communication, nous en présenterons quelques exemples, incluant un filtre tout-fibre multiplexeur et des laser à fibres monomodes et de type 'DFB'.

Utilisations des fibres à réseaux de Bragg pour le multiplexage en longueur d'onde.

Jean-Luc ARCHAMBAULT, Laurence REBERG,
Philippe S. J. RUSSELL et J. Thomas KRINGLICHT

Optoelectronic Research Centre,
University of Southampton, Southampton SO9 5NH, UK

Les fibres optiques à réseaux de Bragg sont appliquées à toute une gamme d'applications dans les réseaux de communication optique. En plus d'être extrêmement efficaces en longueur d'onde, les réseaux de Bragg sont capables, sur des pertes très faibles, de modifier par l'aspect de la fibre et peuvent être produites en grand nombre et à faible coût. La longueur d'onde de Bragg d'un réseau peut être contrôlée lors du processus de fabrication ($\lambda \pm 0.1 \text{ nm}$) et peut être contrôlée sur plusieurs nanomètres. Grâce à ces avantages, les fibres à réseaux ont donné naissance à une nouvelle gamme de composants pour le multiplexage en longueur d'onde. Au cours de cette communication nous en présentons quelques exemples basés sur des fibres à réseaux multiplexes et des fibres à fibres monomodes et de type "DFB".

Nouvelle méthode de design de coupleurs directionnels servant de multi/démultiplexeur en optique intégrée.

Pierre L.-AUGER et S. Iraj NAJAFI.

Département de génie physique, École Polytechnique de Montréal
Case postale 6079, Station Centre-Ville, Montréal (Québec) H3C 3A7

1 Introduction

Les coupleurs directionnels sont probablement l'une des structures les plus souvent utilisées en optique intégrée. Ils peuvent en effet servir de commutateurs, de modulateurs, de filtres, de multi/démultiplexeurs, etc. Cependant, aux meilleurs de nos connaissances, il n'existe pas de méthode de design pour des coupleurs possédant des sections courbes à ses extrémités et servant de démultiplexeur. Une façon simple et efficace d'effectuer cette tâche est présentée ici. Un exemple de calculs est ensuite donné pour un multi/démultiplexeur double 1.30-1.55 μm . L'échange ionique dans le verre est la technologie à partir de laquelle les calculs sont faits.

2 Présentation de la méthode

Un coupleur directionnel est un composant constitué de deux guides de largeur w qui sont séparés par une faible distance d , généralement de l'ordre d'une dizaine de microns. S'il n'y a que le guide 1 qui est excité avec une puissance optique P_{in} , alors après une longueur L , la puissance dans ce guide est :[1]

$$P_1 = P_{in} \cos^2 \left(\frac{\pi L}{2L_c} \right), \quad (1)$$

où L_c est la longueur de couplage. Cependant, pour utiliser ce composant, il faut que la distance entre les deux guides soit beaucoup plus grande. Pour ce faire, on ajoute avant et après la section parallèle de longueur L des guides formés d'arcs de cercles de rayon R . Comme il y a couplage également dans ces sections, un terme de correction doit être ajouté à l'équation 1 :[2]

$$P_1 = P_{in} \cos^2 \left(\frac{\pi L}{2L_c} + 2\theta_0 \right). \quad (2)$$

Le problème que pose un démultiplexeur est le suivant. Le signal présent à l'entrée 1 du coupleur est composé de deux longueurs d'ondes, λ_1 et λ_2 , où $\lambda_1 < \lambda_2$. On veut séparer ces deux longueurs d'ondes. Plus précisément, nous voulons que λ_1

ne soit présent qu'à la sortie 2 et λ_2 qu'à la sortie 1. Mathématiquement, selon l'équation 2, cela revient à écrire :

$$\frac{pL}{2L_{c1}} + 2\theta_{01} = \frac{m_1\pi}{2} \quad \text{et} \quad \frac{pL}{2L_{c2}} + 2\theta_{02} = m_2\pi, \quad (3a \text{ et } 3b)$$

pour λ_1 et λ_2 respectivement. m_1 et m_2 sont des entiers positifs supérieurs à zéro. Pour le cas particulier où $m_1=m_2=1$, on combine ces équations, ce qui donne :

$$2\left(\frac{\pi L}{2L_{c1}} + 2\theta_{01}\right) = \left(\frac{\pi L}{2L_{c2}} + 2\theta_{02}\right). \quad (4)$$

De cette dernière expression, L est obtenue de façon explicite :

$$L = \frac{4L_{c1}L_{c2}(\theta_{02} - \theta_{01})}{2\pi(L_{c2} - L_{c1})}. \quad (5)$$

La valeur de L ainsi calculée nous assure que la première condition à rencontrer pour avoir un multi/démultiplexeur (l'équation 4) est satisfaite. Il faut cependant une deuxième condition puisque la première n'est pas suffisante. Pour ce faire, nous définissons l'angle A de la façon suivante :

$$A = \frac{\pi L}{2L_{c2}} + 2\theta_{02}, \quad (6)$$

où L a été calculé à partir de l'équation 5. La condition qui nous permettra d'obtenir le design voulu est simplement : $A=\pi$.

La méthode de design est basée sur les équations 5 et 6 qui sont les deux conditions à remplir pour avoir un démultiplexeur. Les étapes permettant d'y arriver facilement sont les suivantes.

- 1° Fixer une valeur à w, R, et au profil d'indice des guides.
- 2° Calculer numériquement L_{c1} , L_{c2} , θ_{01} et θ_{02} pour une valeur de d.
- 3° Selon l'équation 5, calculer la valeur de L.
- 4° Calculer l'angle A avec la valeur de L trouvée à l'étape 3.
- 5° Répéter les étapes 2, 3 et 4 pour différente valeur de d jusqu'à ce que la valeur optimale de d, d_{opt} , soit trouvée. Ceci se produit lorsque A est égal à π . Si cela ne se produit pas, alors un nouvel essai avec d'autres valeurs de w, R et du profil d'indice doit être fait.

3 Exemple de calculs

Pour illustrer la méthode de calcul présentée, nous avons modélisé l'échange ionique double [3] dans un verre BK7. C'est une technique permettant de fabriquer des guides d'ondes dans le verre. Les temps d'échange ont été fixés à 0,5 h (400°C) pour le premier échange de potassium et à 4,75 h (300°C) pour le second, un échange d'argent. Une technique de simulation connue sous le nom de "Vectorial Wide-Angle Beam Propagation Method" (BPM) [4] est utilisée pour le calcul des L_c et des θ_0 . Nous avons trouvé que la distance optimale est de 5,80 μm et que L vaut alors 434 μm pour une largeur des guides de 4,0 μm . Une simulation BPM de la structure complète a montré que la séparation des signaux est de -44 dB pour $\lambda=1.30 \mu\text{m}$ et de -36 dB pour $\lambda=1.55 \mu\text{m}$.

4 Conclusion

La méthode présentée permet d'obtenir facilement et rapidement tous les paramètres nécessaires à la conception de coupleurs directionnels servant de multi/démultiplexeur. En utilisant la technique de simulation BPM, le design s'effectue en une journée approximativement sur un ordinateur personnel. De plus, la technique peut permettre d'étudier toutes sortes de sections non parallèles, et non pas seulement celles constituées d'arc de cercle.

5 Références

- [1] YARIV, A., "Coupled-Mode Theory for Guided-Wave Optics", IEEE J. of Quantum Elec., Vol. QE-9, No.9, pp. 919-933, septembre 1973.
- [2] JANUAR, I. et MICKELSON, A. R., "Dual-wavelength ($\lambda = 1300\text{-}1650 \text{ nm}$) directional coupler multiplexer-demultiplexer by the annealed-proton-exchange process in LiNbO_3 ", Opt. Lett., Vol.18, Vo.6, pp. 417-419, mars 1993.
- [3] L.-AUGER, P. et NAJAFI, S. I., "Potassium and Silver Double Ion-Exchanged Slab Glass Waveguides : Characterization and Modeling", Appl. Opt., paraîtra un juin 1994.
- [4] HUANG, W.P. et XU, C. L., "A Wide-Angle Vector Beam Propagation Method", IEEE Photon. Tech. Let., Vol.4, Vo. 10, pp. 1118-1120, octobre 1992.

Modélisation de la dynamique des diodes lasers à puits quantiques multiples

Alain Champagne et Romain Maciejko

École Polytechnique de Montréal, Dép. de Génie physique

C.P. 6079, Succ. Centre-ville, Montréal (Québec), H3C 3A7

La dynamique des diodes lasers à puits quantiques multiples peut être modélisée en utilisant l'approche des équations d'évolution. Généralement, on considère un système à trois équations: une première équation pour les porteurs non-confinés représentant le transport de ceux-ci vers les puits quantiques, une seconde équation pour décrire l'ensemble des porteurs confinés dans les puits, et finalement, une troisième équation pour la densité de photons dans la cavité laser [1]. Dans ce travail, nous employons une approche plus complexe où une équation d'évolution est utilisée pour chacun des puits quantiques [2]. Plus précisément, nous avons modifié le système d'équations présenté par Nagarajan [2] afin de pouvoir modéliser des lasers ayant des puits quantiques ou des barrières d'épaisseurs différentes. Les équations modifiées sont:

$$\frac{\partial N_S}{\partial t} = \frac{J}{qd_{SCH}} - \frac{N_S}{\tau_S} - \frac{N_S}{\tau_{n_S}} \quad (1)$$

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = \frac{N_S}{\tau_S} \left(\frac{d_{SCH}}{d_{q_1}} \right) + \frac{N_2}{\tau_{c_{1,2}}} \left(\frac{d_{q_2}}{d_{q_1}} \right) - \frac{N_1}{\tau_{c_{1,2}}} - \frac{N_1}{\tau_{n_1}} - v_g g(N_1) S / (1 + \varepsilon S) \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_j}{\partial t} = & \frac{N_{j-1}}{\tau_{c_{j-1,j}}} \left(\frac{d_{q_{j-1}}}{d_{q_j}} \right) + \frac{N_{j+1}}{\tau_{c_{j,j+1}}} \left(\frac{d_{q_{j+1}}}{d_{q_j}} \right) - \frac{N_j}{\tau_{c_{j-1,j}}} - \frac{N_j}{\tau_{c_{j,j+1}}} \\ & - \frac{N_j}{\tau_{n_j}} - v_g g(N_j) \left(\frac{\Gamma_j}{\Gamma_1} \right) S / (1 + \varepsilon S) \quad \text{où } j = 2, 3, \dots, M-1 \end{aligned} \quad (3)$$

$$\frac{\partial N_M}{\partial t} = \frac{N_{M-1}}{\tau_{c_{M-1,M}}} \left(\frac{d_{q_{M-1}}}{d_{q_M}} \right) - \frac{N_M}{\tau_{c_{M-1,M}}} - \frac{N_M}{\tau_{n_M}} - v_g g(N_M) \left(\frac{\Gamma_M}{\Gamma_1} \right) S / (1 + \varepsilon S) \quad (4)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} = v_g \sum_{j=1}^M \Gamma_j g(N_j) S / (1 + \varepsilon S) - v_g (\alpha_m + \alpha_{int}) S + \beta \sum_{j=1}^M \Gamma_j \frac{N_j}{\tau_{n_j}} \quad (5)$$

Dans la première équation, J est la densité de courant injectée dans le dispositif, q est la charge élémentaire et N_S est la densité de porteurs non-confinés dans la région SCH (couche de confinement optique ou "separate confinement heterostructure layer"). La diffusion des porteurs non-confinés vers les puits est déterminée par la constante de temps τ_S qui est

proportionnelle au carré de l'épaisseur d_{SCH} de la région SCH [2]. De plus, le temps de vie des porteurs non-confinés dû aux recombinaisons spontanées ou autres est τ_{n_S} .

Les équations 2 à 4 représentent la dynamique des densités de porteurs confinés N_j dans chacun des M puits quantiques du laser. On remarque que le premier puits est alimenté par la densité de porteurs non-confinés N_S et qu'il peut aussi y avoir échange de porteurs avec le second puits selon un temps caractéristique $\tau_{c1,2}$. Les puits suivants peuvent échanger des porteurs avec leurs voisins (temps caractéristiques $\tau_{c_{j-1,j}}$ et $\tau_{c_{j,j+1}}$) alors que le dernier puits ne peut interagir qu'avec le précédent ($\tau_{c_{M-1,M}}$). Les temps caractéristiques $\tau_{c_{i,j}}$ modélisent le transport des porteurs à travers les barrières par diffusion, par émission thermoionique, par capture et par effet tunnel [2]. L'échange de porteurs entre les puits dépend donc implicitement de l'épaisseur des barrières et des puits, et explicitement par l'intermédiaire des facteurs (d_{q_i}/d_{q_j}) . Le temps de vie des porteurs, dû aux recombinaisons spontanées et non-radiatives (Auger ou autres) dans chacun des puits est τ_{n_j} . Le dernier terme dans ces équations représente le taux de recombinaisons stimulées où, v_g est la vitesse de groupe du mode, $g(N_j)$ le gain dans chacun des puits, Γ_j le facteur de confinement optique, S la densité de photons dans le laser et ε le paramètre de non-linéarité du gain. Notons que la présence des facteurs (Γ_j/Γ_1) provient de la normalisation du champ optique et du fait que le confinement optique est différent dans chacun des puits.

Finalement, l'équation d'évolution de la densité de photons (équ. 5) fait intervenir, en plus des quantités déjà mentionnées, le facteur d'émission spontanée β , et les coefficients d'absorption α_m et α_{int} , représentant respectivement les pertes dues aux miroirs et les pertes internes. Mentionnons aussi que les facteurs de confinement optique sont obtenus en résolvant l'équation d'onde scalaire.

Les premiers résultats obtenus avec ce modèle indiquent qu'une distribution fortement non-uniforme des porteurs dans les puits quantiques détériore la réponse en fréquence du laser et que le facteur dominant demeure tout de même le temps de diffusion τ_S des porteurs de la région SCH vers les puits.

- [1] N. Tessler et al., "Structure Dependent Modulation Responses in Quantum-Well Lasers", J. Quantum Elec., vol. 28, pp. 2242-2250, 1992.
- [2] R. Nagarajan et al. "Effects of Carrier Transport on High-Speed Quantum Well Lasers", J. Appl. Phys. Lett., vol. 59, pp. 1835-1837, 1991.

Vincent Delisle, Udo Trutshel et Michel A. Duguay.

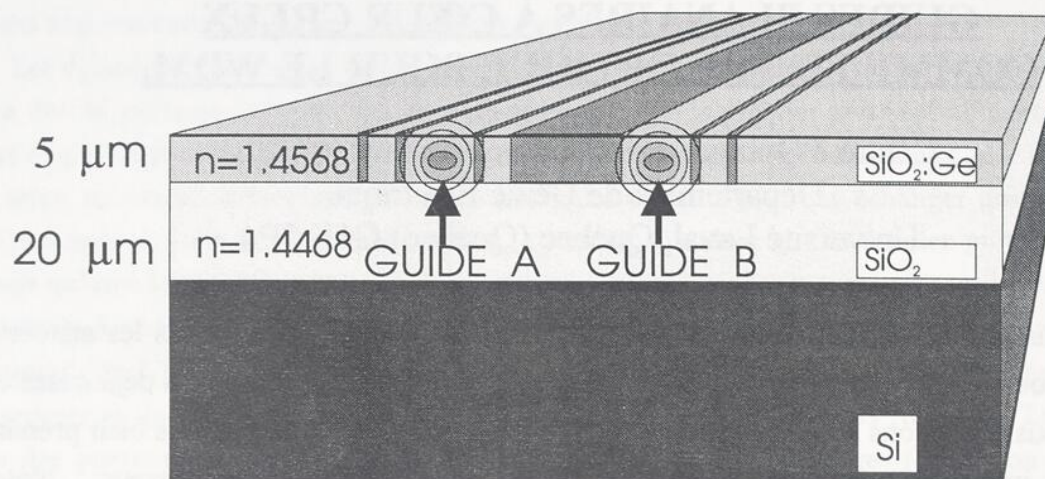
GUIDES PLANAIRES À CŒUR CREUX COMME FILTRE OPTIQUE POUR LE WDM.

Centre d'Optique, Photonique et Lasers (COPL)
Département de Génie Électrique
Université Laval, Québec (Québec) G1K 7P4

Le succès du WDM, multiplexage en longueurs d'onde, est assuré dans les années à venir. Il nous permettra de décupler le taux de transmission des infrastructures déjà mises en place. Nous proposons ici un tout nouveau type de coupleur qui pourrait très bien prendre une place importante dans un système de WDM comme multi/démultiplexeur. Notre dispositif est composé de deux guides d'ondes planaires à pertes, couplés ensemble. De récents travaux dans le domaine nous ont montré qu'une telle configuration peut nous amener à obtenir une très bonne sélectivité. Malgré l'appellation de guides à pertes, il est possible d'opérer ces guides dans un régime où les pertes sont très faibles (< 0.5 dB/cm).

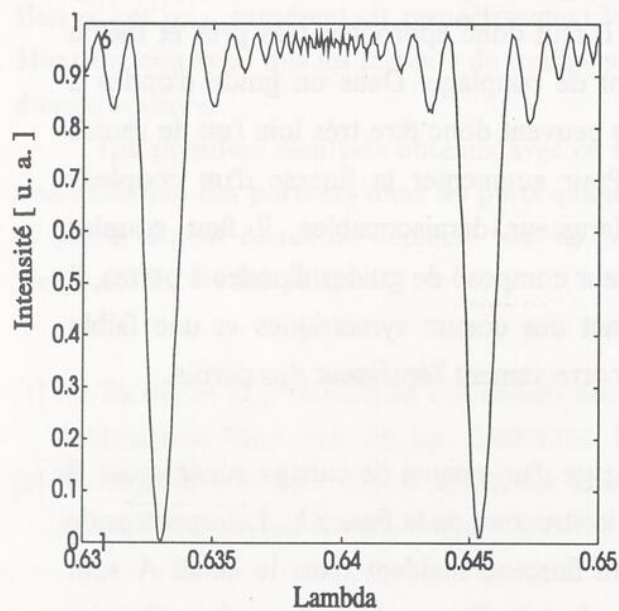
Il y a beaucoup d'avantages à utiliser des guides d'ondes à pertes plutôt que des guides d'ondes conventionnels dans un coupleur. Dans un guide d'onde conventionnel, le champ décroît exponentiellement à l'extérieur du guide. Il faut donc approcher très près et même fusionner les coeurs pour avoir un bon coefficient de couplage. Dans un guide d'ondes à pertes, le champ s'étend jusqu'à l'infini. Nos guides peuvent donc être très loin l'un de l'autre et conserver un bon coefficient de couplage. Pour augmenter la finesse d'un coupleur dichroïque conventionnel sans recourir à des longueurs déraisonnables, il faut coupler ensemble des coeurs asymétriques. Dans un coupleur composé de guides d'ondes à pertes, il est possible d'augmenter la finesse tout en gardant des coeurs symétriques et une faible longueur de couplage. Cela est possible en fixant correctement l'épaisseur des parois.

Notre but est d'isoler un canal de 1 nm de large d'un peigne de canaux séparés de 8 nm. Pour ce faire, nous pensons réaliser sous peu la structure de la figure 1. Les spectres de transmission à la sortie du canal A et B pour un faisceau incident dans le canal A sont montrés aux figures 2 a) et 2 b). La réalisation de tels filtres en configuration planaire apporte l'inconvénient de coupler la fibre à un substrat planaire. D'un autre côté nous obtenons alors tous les avantages de la lithographie tel que la reproductibilité, l'intégration de systèmes complexes et les faibles coûts de production de masse.



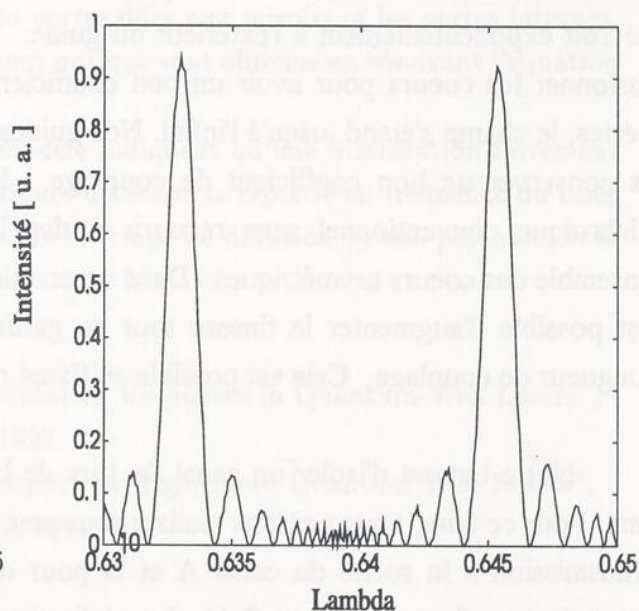
Coupleur ARROW en silice sur silicium

Figure 1



Transmission du guide A

Figure 2 a)



Transmission du guide B

Figure 2 b)

PROPAGATION DE SOLITONS TEMPORELS DANS LES FIBRES OPTIQUES EFFILÉES ET COMMUTATEURS TOUT OPTIQUE

Patrick DUMAIS, Suzanne LACROIX, Alain VILLENEUVE², Jacques BURES

Département de génie physique, École Polytechnique de Montréal,
C. P. 6079 Succ "Centre-Ville", Montréal Qc, Canada, H3C 3A7

²COPL, département de physique, Université Laval, Ste-Foy, Qc, Canada, G1K 7P4

Une manière de réaliser un commutateur tout optique tout fibre est de construire un interféromètre fibré, comme un Mach-Zehnder (fig. 1), dont une des branches donne un déphasage variable (non linéaire) en puissance. On introduit dans cette branches un élément non linéaire capable de produire un déphasage par effet Kerr de π pour une puissance d'opération donnée. Nous utilisons à cette fin des sections de fibre effilée. La réponse du Mach-Zehnder est donnée par $|A_1 + A_2 e^{i\varphi_{nl}}|^2$, où A_1 et A_2 sont les intensités transmises par le premier coupleur dans chacune des branches.

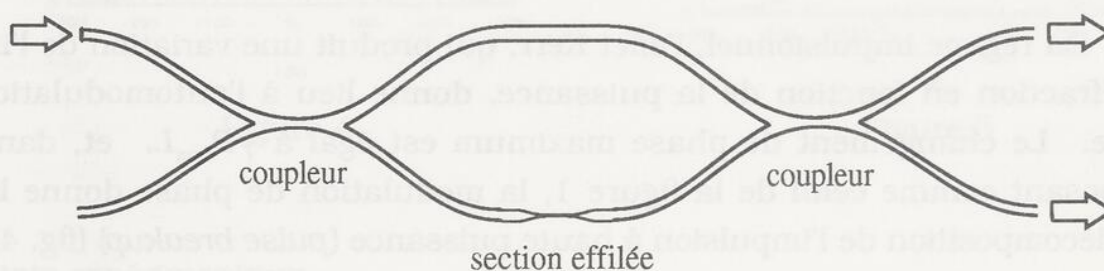


Figure 1

Le déphasage non linéaire φ_{nl} est exprimé par γPL , où γ , P et L sont respectivement le facteur non linéaire, la puissance optique et la longueur de propagation. Pour une fibre effilée, le paramètre γ est fonction du diamètre, $\gamma = \frac{k n_2}{A_{eff}}$, $n_2 = 2,7 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ [7]. Nous pouvons minimiser l'aire effective A_{eff} du mode fondamental d'une fibre ordinaire en l'effilant jusqu'à un diamètre de $0,8 \mu\text{m}$. À ce diamètre, le facteur non linéaire est augmenté d'un facteur 80 par rapport à une fibre non effilée (fig. 2). La dispersion est aussi affectée par l'étirage de la fibre (fig. 3). Nous avons déjà montré expérimentalement que les fibres effilées produisent l'effet anticipé [4].

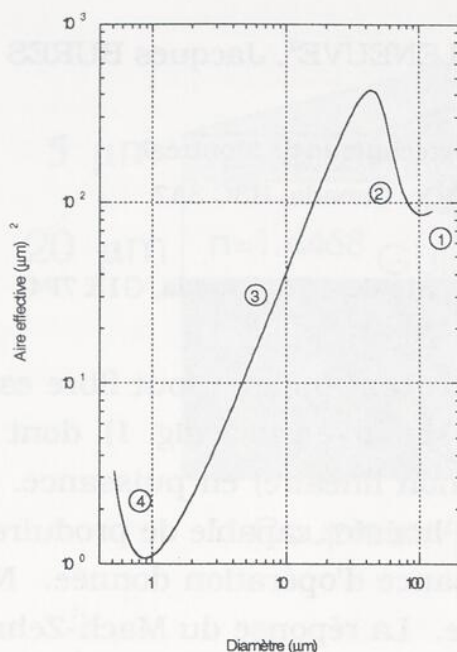


Figure 2

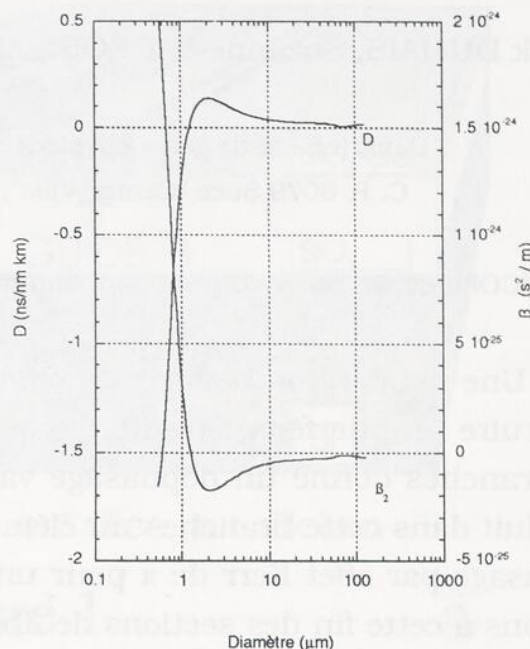


Figure 3

En régime impulsionnel, l'effet Kerr, qui produit une variation de l'indice de réfraction en fonction de la puissance, donne lieu à l'automodulation de phase. Le changement de phase maximum est égal à $\gamma P_{\max} L$, et, dans un composant comme celui de la figure 1, la modulation de phase donne lieu à une décomposition de l'impulsion à haute puissance (*pulse breakup*) (fig. 4). Pour éviter la décomposition des impulsions, on peut opter pour une configuration différente. Il s'agit de produire dans la section de fibre effilée un soliton temporel (d'ordre 1). Les solitons donnant une variation de phase uniforme sur la largeur de l'impulsion, on peut obtenir ainsi une interférence et une commutation complètes des impulsions. Nous pouvons simuler la propagation des impulsions dans une structure contenant des sections effilées, en résolvant l'équation de propagation (simplifiée) [1]:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \gamma |A|^2 A$$

où $A(T)$ est l'enveloppe de l'impulsion en $W^{1/2}$, et T le temps normalisé par rapport à la vitesse de groupe.

On résoud séparément les termes [6] de la dispersion (en β_2) et le terme Kerr, en utilisant ces paramètres calculés en fonction du diamètre (fig. 2 et 3). En modélisant la structure selon un modèle de fusion élaboré par Eisenmann [5], on peut obtenir l'évolution réelle de cette impulsion dans la section non linéaire, en tenant compte des régions transitoires. Nous pouvons voir à la figure 5 la réponse d'un interféromètre de Mach-Zehnder dont la branche non linéaire fournit ainsi un déphasage presque uniforme de π .

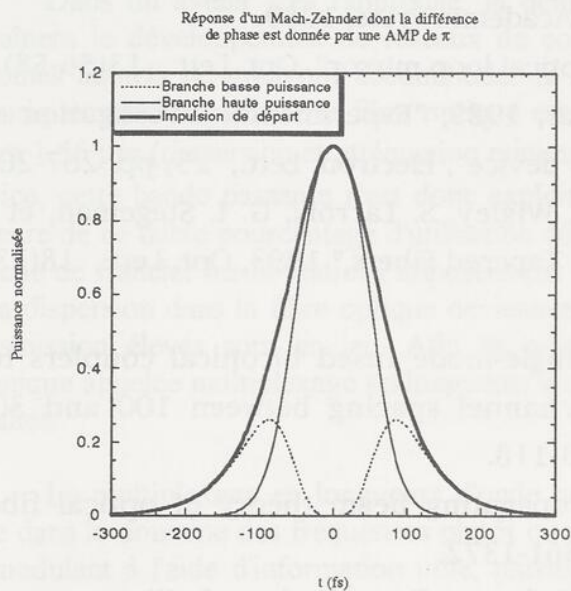


Figure 4

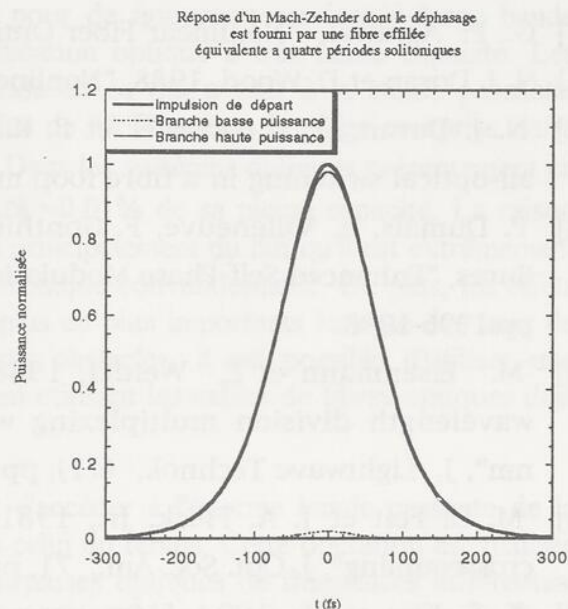


Figure 5

Résultats expérimentaux

Nous avons récemment effectué des expériences en régime impulsionnel sur un composant de configuration Michelson avec, dans une des branches deux sections de fibre effilée de 3 μm de diamètre sur 1 cm de longueur, correspondant à moins d'une période solitonique à ce diamètre. Nous avons observé une réponse variable en puissance. Il reste cependant à déterminer si nous avons bel et bien observé la propagation de solitons dans ces sections de fibre. Ce même composant a été ensuite transformé en boucle réflectrice [2,3]. Ce composant, comparativement au Michelson, est très stable; on n'observe pas de fluctuations thermiques de la réponse. Nous avons également observé une commutation partielle à haute puissance.

Remerciements

Nous tenons à remercier Pavel Mamyshev pour son aide et ses conseils pour une série d'expériences concernant la mesure de l'automodulation de phase dans des sections de fibre effilée.

Références

- [1] G. P. Agrawal, "Nonlinear Fiber Optics", Academic Press, 1989.
- [2] N. J. Doran et D. Wood, 1988, "Nonlinear optical loop mirror", Opt. Lett., 13(56-58).
- [3] N. J. Doran, D. S. Forrester et B. K. Nayar, 1989, "Experimental investigation on all-optical switching in a fibre loop mirror device", Electron. Lett., 25, pp. 267-268.
- [4] P. Dumais, A. Villeneuve, F. Gonthier, P. Wigley, S. Lacroix, G. I. Stegeman, et J. Bures, "Enhanced Self-Phase Modulation in Tapered Fibers," 1993, Opt. Lett., 18(23), pp 1996-1998.
- [5] M. Eisenmann et E. Weidel, 1988, "Single-mode fused biconical couplers for wavelength division multiplexing with channel spacing between 100 and 300 nm", J. Lightwave Technol., 6(1), pp. 113-118.
- [6] M. D. Feit et J. A. Fleck. Jr., 1981, "Propagating beam theory of optical fiber crosscoupling", J. Opt. Soc. Am., 71, pp. 1361-1372.
- [7] K. S. Kim et al., 1994, "Measurement of the nonlinear index of silica-core and dispersion-shifted fibers", Opt. Lett., 19(4), pp. 257-259.
- [8] M. Monerie et Y. Durteste, 1987, "Direct Interferometric Measurement of Nonlinear Refractive Index of Optical Fibres by Crossphase Modulation", Electron. Lett., 23(18), pp. 961-963.

Mesure et contrôle de la fréquence d'un laser à semi-conducteurs à l'aide d'un guide d'onde non-linéaire

Martin GUY, Michel TÊTU

COPL, Département de génie électrique, Université Laval, Ste-Foy, Québec, G1K 7P4

Bernard VILLENEUVE et Mikelis SVILANS

Bell-Northern Research Ltd, P.O. Box 3511, Station C, Ottawa, Ontario.

Dans un avenir très rapproché, la demande pour de nouveaux services à large bande entraînera le développement de réseaux de communication optique à très haute capacité. Les systèmes actuels ne pourront accommoder la demande en ce qui a trait à la bande passante. Théoriquement la bande de la fibre optique est de plus de 30 THz dans la plage comprise entre 1.3 et 1.55 μm (dispersion et atténuation minimales). Dans les systèmes optiques présentement en service, cette bande passante n'est donc exploitée qu'à $\approx 0.01\%$ de sa pleine capacité. La raison majeure de ce faible pourcentage d'utilisation découle principalement du fait qu'il est extrêmement difficile de franchir les limitations imposées par l'électronique conventionnelle. De plus, les effets de la dispersion dans la fibre optique deviennent de plus en plus importants lorsque des taux de transmission élevés sont en jeu. Afin de contrer ces obstacles, il est possible d'utiliser une technique appelée multiplexage en longueurs d'onde en utilisant les câbles de fibres optiques déjà installés.

Le multiplexage en longueurs d'onde permet d'accéder à l'énorme bande passante de la fibre dans le domaine des fréquences plutôt que dans celui du temps. Cette opération est réalisée en modulant à l'aide d'information utile, plusieurs porteuses optiques de fréquences différentes. Ces différentes porteuses sont par la suite multiplexées afin d'être transmises sur une seule fibre. Dans un système où l'écart entre les porteuses est du même ordre de grandeur que la largeur du spectre de modulation, il est nécessaire de contrôler efficacement la fréquence optique des différents transmetteurs. Ce contrôle permet de minimiser les effets de diaphonie entre les canaux et de dérive en fréquences.

Récemment diverses équipes de recherches [1,2] ont démontré que les lasers DFB présentement disponibles commercialement possèdent une bonne stabilité intrinsèque en fréquence. Ces résultats suggèrent que la fréquence de lasers DFB fonctionnant librement ("free-running"), préalablement ajusté à la valeur prescrite, pourrait être mesurée périodiquement et, si nécessaire, corrigée afin que celle-ci demeure dans les tolérances du système. Des lambdamètres possédant les caractéristiques nécessaires pour cette tâche existent commercialement sous forme d'interféromètre de Michelson que l'on déplace mécaniquement. De tels types d'appareils sont excellents comme instruments de laboratoire mais pour le monde des télécommunications, un appareil plus spécifique est préférable.

La technique de mesure envisagée dans ce travail repose sur l'utilisation d'un guide d'onde non-linéaire multi-couches [3]. Ce guide d'onde, fait de matériaux semi-conducteurs (AlGaAs/GaAs), a été développé par l'équipe du Dr Richard Normandin au Conseil national de recherche du Canada (CNRC) à Ottawa. Pour notre application, la propriété la plus intéressante

de ce guide est de fournir un signal directement proportionnel à la différence des fréquences optiques de deux signaux se propageant dans la structure. Comme illustré à la figure 1, deux ondes guidées interagissent via la susceptibilité de 2^{ème} ordre ($\chi^{(2)}$) de la structure multi-couches pour générer en surface un signal à la somme des fréquences (λ_{SF}). Ce signal est émis selon un angle d'émission bien précis; cet angle (θ_{SF}) contient l'information sur l'écart de fréquences entre les ondes guidées dans la structure et est défini par:

$$\sin \theta_{SF} = \frac{n_{eff}(\lambda_1) \cdot \lambda_2 - n_{eff}(\lambda_2) \cdot \lambda_1}{\lambda_1 + \lambda_2} \quad (1)$$

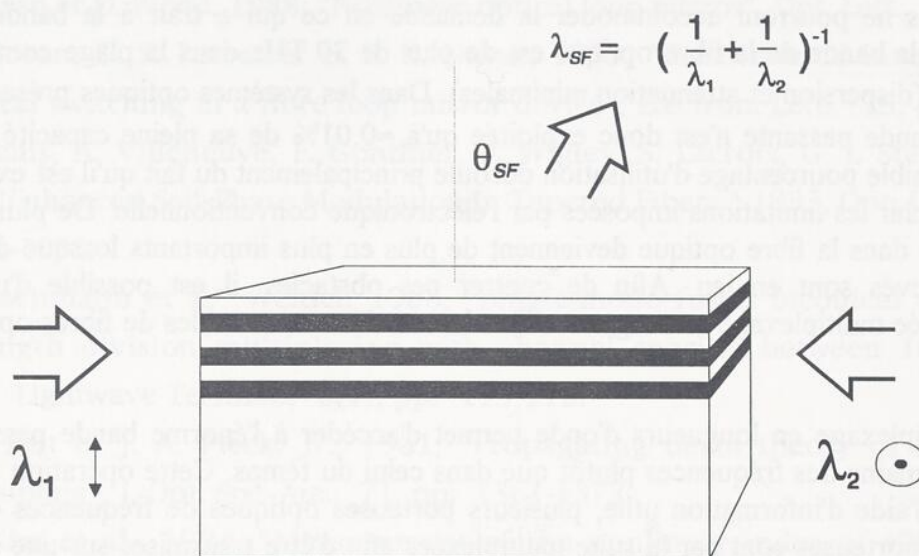


Figure 1: Principe d'émission de surface dans un guide non-linéaire multi-couches

À l'aide d'une technique de mesure d'angle appropriée (lentilles cylindriques et convergentes, détecteur multi-éléments et système d'acquisition et de traitement de données), il est possible d'obtenir l'information sur l'écart de fréquences entre deux signaux optiques. Dans une publication antérieure [4], nous avons démontré la mesure de différence de fréquences optiques sur une plage de 80 nm dans la bande de 1.3 μm . La résolution de notre système de mesure a été estimée à ≈ 1 GHz. Ultimement, notre système doit permettre de mesurer de façon absolue la longueur d'onde d'un laser inconnu. Cette opération est réalisée en utilisant un laser asservi sur une référence atomique ou moléculaire à l'une des entrées du guide; la mesure d'écart de fréquences est alors transformée en une mesure de la fréquence de l'autre laser.

En plus de réaliser une mesure de fréquence absolue, notre appareil doit permettre de contrôler la fréquence d'un laser inconnu. Une procédure d'étalonnage accompagnée d'un système d'asservissement permet de contrôler et d'accorder la fréquence d'un laser à semi-conducteurs de façon absolue. Le tableau 1 présente les résultats obtenus lorsqu'un contrôle de la fréquence d'un laser émettant aux environs de 1.3 μm est réalisé. L'écart type utilisé pour spécifier la résolution entre les valeurs obtenues (mesurées avec un appareil commercial) et les valeurs désirées n'est que

de 0.006 nm (1.1 GHz). Cette résolution serait suffisante pour un système multi-longueurs d'onde possédant un espacement de canaux de quelques dizaines de GHz.

Longueur d'onde désirée [nm]	Longueur d'onde mesurée [± 0.004 nm]	$ \delta\lambda $ [nm]	$ \delta\nu $ [GHz]
1304.600	1304.592	0.008	1.41
1304.660	1304.662	0.002	0.35
1304.720	1304.717	0.003	0.53
1304.780	1304.776	0.004	0.71
1304.840	1304.829	0.011	1.94
1304.900	1304.889	0.011	1.94
1304.920	1304.911	0.009	1.59
1304.960	1304.962	0.002	0.35
1305.020	1305.025	0.005	0.88

Tableau 1: Contrôle de la longueur d'onde à 1.3 μm

En comparaison avec les techniques d'asservissement basées sur l'utilisation de peignes de résonances fixes ou sur la connaissance des caractéristiques individuelles de chaque laser d'un système, la technique proposée dans ce travail permet de contrôler efficacement la fréquence optique d'un laser à semi-conducteurs en plus d'offrir une grande flexibilité dans le choix et le contrôle de l'espacement des canaux. Mentionnons pour terminer que des travaux sont actuellement en cours afin d'utiliser cette technique de mesure avec des lasers émettant dans la bande de 1.55 μm .

- [1] VODHANEL, R. S., KRAIN, M., WAGNER, R. E. et SESSA, W. B., "Long-term Wavelength Drift of the Order of -0.01 nm/yr for 15 Free-running DFB Laser Modules", *Technical Digest Optical Fiber Communication Conference (OFC'94)*, San Jose, Californie, U.S.A., 20-25 février 1994, pp. 103-104.
- [2] CHUNG, Y. C. et JEONG, J., "Aging-induced Wavelength Shifts in 1.5- μm DFB Lasers", *Technical Digest Optical Fiber Communication Conference (OFC'94)*, San Jose, Californie, U.S.A., 20-25 février 1994, pp. 104-105.
- [3] NORMANDIN, R., LÉTOURNEAU, S., CHATENOU, F. et WILLIAMS, R. L., "Monolithic, Surface-Emitting, Semiconductor Visible Lasers and Spectrometers for WDM Fiber Communication Systems", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 27, no. 6, juin 1991, pp. 1520-1530.
- [4] GUY, M., VILLENEUVE, B., SVILANS, M., TÊTU, M. et CYR, N., "Optical Frequency Measurement for Multichannel Networks Using Sum-Frequency Generation in Multilayer Waveguides", *Electronics Letters*, vol. 29, no. 11, 27 mai 1993, pp. 975-976.

On a pu constater que les courbes de transmission obtenues pour les différents guides de longueur 1,2 m, 1,5 m, 1,8 m, 2,1 m, 2,4 m, 2,7 m, 3,0 m, 3,3 m, 3,6 m, 3,9 m, 4,2 m, 4,5 m, 4,8 m, 5,1 m, 5,4 m, 5,7 m, 6,0 m, 6,3 m, 6,6 m, 6,9 m, 7,2 m, 7,5 m, 7,8 m, 8,1 m, 8,4 m, 8,7 m, 9,0 m, 9,3 m, 9,6 m, 9,9 m, 10,2 m, 10,5 m, 10,8 m, 11,1 m, 11,4 m, 11,7 m, 12,0 m, 12,3 m, 12,6 m, 12,9 m, 13,2 m, 13,5 m, 13,8 m, 14,1 m, 14,4 m, 14,7 m, 15,0 m, 15,3 m, 15,6 m, 15,9 m, 16,2 m, 16,5 m, 16,8 m, 17,1 m, 17,4 m, 17,7 m, 18,0 m, 18,3 m, 18,6 m, 18,9 m, 19,2 m, 19,5 m, 19,8 m, 20,1 m, 20,4 m, 20,7 m, 21,0 m, 21,3 m, 21,6 m, 21,9 m, 22,2 m, 22,5 m, 22,8 m, 23,1 m, 23,4 m, 23,7 m, 24,0 m, 24,3 m, 24,6 m, 24,9 m, 25,2 m, 25,5 m, 25,8 m, 26,1 m, 26,4 m, 26,7 m, 27,0 m, 27,3 m, 27,6 m, 27,9 m, 28,2 m, 28,5 m, 28,8 m, 29,1 m, 29,4 m, 29,7 m, 30,0 m, 30,3 m, 30,6 m, 30,9 m, 31,2 m, 31,5 m, 31,8 m, 32,1 m, 32,4 m, 32,7 m, 33,0 m, 33,3 m, 33,6 m, 33,9 m, 34,2 m, 34,5 m, 34,8 m, 35,1 m, 35,4 m, 35,7 m, 36,0 m, 36,3 m, 36,6 m, 36,9 m, 37,2 m, 37,5 m, 37,8 m, 38,1 m, 38,4 m, 38,7 m, 39,0 m, 39,3 m, 39,6 m, 39,9 m, 40,2 m, 40,5 m, 40,8 m, 41,1 m, 41,4 m, 41,7 m, 42,0 m, 42,3 m, 42,6 m, 42,9 m, 43,2 m, 43,5 m, 43,8 m, 44,1 m, 44,4 m, 44,7 m, 45,0 m, 45,3 m, 45,6 m, 45,9 m, 46,2 m, 46,5 m, 46,8 m, 47,1 m, 47,4 m, 47,7 m, 48,0 m, 48,3 m, 48,6 m, 48,9 m, 49,2 m, 49,5 m, 49,8 m, 50,1 m, 50,4 m, 50,7 m, 51,0 m, 51,3 m, 51,6 m, 51,9 m, 52,2 m, 52,5 m, 52,8 m, 53,1 m, 53,4 m, 53,7 m, 54,0 m, 54,3 m, 54,6 m, 54,9 m, 55,2 m, 55,5 m, 55,8 m, 56,1 m, 56,4 m, 56,7 m, 57,0 m, 57,3 m, 57,6 m, 57,9 m, 58,2 m, 58,5 m, 58,8 m, 59,1 m, 59,4 m, 59,7 m, 60,0 m, 60,3 m, 60,6 m, 60,9 m, 61,2 m, 61,5 m, 61,8 m, 62,1 m, 62,4 m, 62,7 m, 63,0 m, 63,3 m, 63,6 m, 63,9 m, 64,2 m, 64,5 m, 64,8 m, 65,1 m, 65,4 m, 65,7 m, 66,0 m, 66,3 m, 66,6 m, 66,9 m, 67,2 m, 67,5 m, 67,8 m, 68,1 m, 68,4 m, 68,7 m, 69,0 m, 69,3 m, 69,6 m, 69,9 m, 70,2 m, 70,5 m, 70,8 m, 71,1 m, 71,4 m, 71,7 m, 72,0 m, 72,3 m, 72,6 m, 72,9 m, 73,2 m, 73,5 m, 73,8 m, 74,1 m, 74,4 m, 74,7 m, 75,0 m, 75,3 m, 75,6 m, 75,9 m, 76,2 m, 76,5 m, 76,8 m, 77,1 m, 77,4 m, 77,7 m, 78,0 m, 78,3 m, 78,6 m, 78,9 m, 79,2 m, 79,5 m, 79,8 m, 80,1 m, 80,4 m, 80,7 m, 81,0 m, 81,3 m, 81,6 m, 81,9 m, 82,2 m, 82,5 m, 82,8 m, 83,1 m, 83,4 m, 83,7 m, 84,0 m, 84,3 m, 84,6 m, 84,9 m, 85,2 m, 85,5 m, 85,8 m, 86,1 m, 86,4 m, 86,7 m, 87,0 m, 87,3 m, 87,6 m, 87,9 m, 88,2 m, 88,5 m, 88,8 m, 89,1 m, 89,4 m, 89,7 m, 90,0 m, 90,3 m, 90,6 m, 90,9 m, 91,2 m, 91,5 m, 91,8 m, 92,1 m, 92,4 m, 92,7 m, 93,0 m, 93,3 m, 93,6 m, 93,9 m, 94,2 m, 94,5 m, 94,8 m, 95,1 m, 95,4 m, 95,7 m, 96,0 m, 96,3 m, 96,6 m, 96,9 m, 97,2 m, 97,5 m, 97,8 m, 98,1 m, 98,4 m, 98,7 m, 99,0 m, 99,3 m, 99,6 m, 99,9 m, 100,2 m, 100,5 m, 100,8 m, 101,1 m, 101,4 m, 101,7 m, 102,0 m, 102,3 m, 102,6 m, 102,9 m, 103,2 m, 103,5 m, 103,8 m, 104,1 m, 104,4 m, 104,7 m, 105,0 m, 105,3 m, 105,6 m, 105,9 m, 106,2 m, 106,5 m, 106,8 m, 107,1 m, 107,4 m, 107,7 m, 108,0 m, 108,3 m, 108,6 m, 108,9 m, 109,2 m, 109,5 m, 109,8 m, 110,1 m, 110,4 m, 110,7 m, 111,0 m, 111,3 m, 111,6 m, 111,9 m, 112,2 m, 112,5 m, 112,8 m, 113,1 m, 113,4 m, 113,7 m, 114,0 m, 114,3 m, 114,6 m, 114,9 m, 115,2 m, 115,5 m, 115,8 m, 116,1 m, 116,4 m, 116,7 m, 117,0 m, 117,3 m, 117,6 m, 117,9 m, 118,2 m, 118,5 m, 118,8 m, 119,1 m, 119,4 m, 119,7 m, 120,0 m, 120,3 m, 120,6 m, 120,9 m, 121,2 m, 121,5 m, 121,8 m, 122,1 m, 122,4 m, 122,7 m, 123,0 m, 123,3 m, 123,6 m, 123,9 m, 124,2 m, 124,5 m, 124,8 m, 125,1 m, 125,4 m, 125,7 m, 126,0 m, 126,3 m, 126,6 m, 126,9 m, 127,2 m, 127,5 m, 127,8 m, 128,1 m, 128,4 m, 128,7 m, 129,0 m, 129,3 m, 129,6 m, 129,9 m, 130,2 m, 130,5 m, 130,8 m, 131,1 m, 131,4 m, 131,7 m, 132,0 m, 132,3 m, 132,6 m, 132,9 m, 133,2 m, 133,5 m, 133,8 m, 134,1 m, 134,4 m, 134,7 m, 135,0 m, 135,3 m, 135,6 m, 135,9 m, 136,2 m, 136,5 m, 136,8 m, 137,1 m, 137,4 m, 137,7 m, 138,0 m, 138,3 m, 138,6 m, 138,9 m, 139,2 m, 139,5 m, 139,8 m, 140,1 m, 140,4 m, 140,7 m, 141,0 m, 141,3 m, 141,6 m, 141,9 m, 142,2 m, 142,5 m, 142,8 m, 143,1 m, 143,4 m, 143,7 m, 144,0 m, 144,3 m, 144,6 m, 144,9 m, 145,2 m, 145,5 m, 145,8 m, 146,1 m, 146,4 m, 146,7 m, 147,0 m, 147,3 m, 147,6 m, 147,9 m, 148,2 m, 148,5 m, 148,8 m, 149,1 m, 149,4 m, 149,7 m, 150,0 m, 150,3 m, 150,6 m, 150,9 m, 151,2 m, 151,5 m, 151,8 m, 152,1 m, 152,4 m, 152,7 m, 153,0 m, 153,3 m, 153,6 m, 153,9 m, 154,2 m, 154,5 m, 154,8 m, 155,1 m, 155,4 m, 155,7 m, 156,0 m, 156,3 m, 156,6 m, 156,9 m, 157,2 m, 157,5 m, 157,8 m, 158,1 m, 158,4 m, 158,7 m, 159,0 m, 159,3 m, 159,6 m, 159,9 m, 160,2 m, 160,5 m, 160,8 m, 161,1 m, 161,4 m, 161,7 m, 162,0 m, 162,3 m, 162,6 m, 162,9 m, 163,2 m, 163,5 m, 163,8 m, 164,1 m, 164,4 m, 164,7 m, 165,0 m, 165,3 m, 165,6 m, 165,9 m, 166,2 m, 166,5 m, 166,8 m, 167,1 m, 167,4 m, 167,7 m, 168,0 m, 168,3 m, 168,6 m, 168,9 m, 169,2 m, 169,5 m, 169,8 m, 170,1 m, 170,4 m, 170,7 m, 171,0 m, 171,3 m, 171,6 m, 171,9 m, 172,2 m, 172,5 m, 172,8 m, 173,1 m, 173,4 m, 173,7 m, 174,0 m, 174,3 m, 174,6 m, 174,9 m, 175,2 m, 175,5 m, 175,8 m, 176,1 m, 176,4 m, 176,7 m, 177,0 m, 177,3 m, 177,6 m, 177,9 m, 178,2 m, 178,5 m, 178,8 m, 179,1 m, 179,4 m, 179,7 m, 180,0 m, 180,3 m, 180,6 m, 180,9 m, 181,2 m, 181,5 m, 181,8 m, 182,1 m, 182,4 m, 182,7 m, 183,0 m, 183,3 m, 183,6 m, 183,9 m, 184,2 m, 184,5 m, 184,8 m, 185,1 m, 185,4 m, 185,7 m, 186,0 m, 186,3 m, 186,6 m, 186,9 m, 187,2 m, 187,5 m, 187,8 m, 188,1 m, 188,4 m, 188,7 m, 189,0 m, 189,3 m, 189,6 m, 189,9 m, 190,2 m, 190,5 m, 190,8 m, 191,1 m, 191,4 m, 191,7 m, 192,0 m, 192,3 m, 192,6 m, 192,9 m, 193,2 m, 193,5 m, 193,8 m, 194,1 m, 194,4 m, 194,7 m, 195,0 m, 195,3 m, 195,6 m, 195,9 m, 196,2 m, 196,5 m, 196,8 m, 197,1 m, 197,4 m, 197,7 m, 198,0 m, 198,3 m, 198,6 m, 198,9 m, 199,2 m, 199,5 m, 199,8 m, 200,1 m, 200,4 m, 200,7 m, 201,0 m, 201,3 m, 201,6 m, 201,9 m, 202,2 m, 202,5 m, 202,8 m, 203,1 m, 203,4 m, 203,7 m, 204,0 m, 204,3 m, 204,6 m, 204,9 m, 205,2 m, 205,5 m, 205,8 m, 206,1 m, 206,4 m, 206,7 m, 207,0 m, 207,3 m, 207,6 m, 207,9 m, 208,2 m, 208,5 m, 208,8 m, 209,1 m, 209,4 m, 209,7 m, 210,0 m, 210,3 m, 210,6 m, 210,9 m, 211,2 m, 211,5 m, 211,8 m, 212,1 m, 212,4 m, 212,7 m, 213,0 m, 213,3 m, 213,6 m, 213,9 m, 214,2 m, 214,5 m, 214,8 m, 215,1 m, 215,4 m, 215,7 m, 216,0 m, 216,3 m, 216,6 m, 216,9 m, 217,2 m, 217,5 m, 217,8 m, 218,1 m, 218,4 m, 218,7 m, 219,0 m, 219,3 m, 219,6 m, 219,9 m, 220,2 m, 220,5 m, 220,8 m, 221,1 m, 221,4 m, 221,7 m, 222,0 m, 222,3 m, 222,6 m, 222,9 m, 223,2 m, 223,5 m, 223,8 m, 224,1 m, 224,4 m, 224,7 m, 225,0 m, 225,3 m, 225,6 m, 225,9 m, 226,2 m, 226,5 m, 226,8 m, 227,1 m, 227,4 m, 227,7 m, 228,0 m, 228,3 m, 228,6 m, 228,9 m, 229,2 m, 229,5 m, 229,8 m, 230,1 m, 230,4 m, 230,7 m, 231,0 m, 231,3 m, 231,6 m, 231,9 m, 232,2 m, 232,5 m, 232,8 m, 233,1 m, 233,4 m, 233,7 m, 234,0 m, 234,3 m, 234,6 m, 234,9 m, 235,2 m, 235,5 m, 235,8 m, 236,1 m, 236,4 m, 236,7 m, 237,0 m, 237,3 m, 237,6 m, 237,9 m, 238,2 m, 238,5 m, 238,8 m, 239,1 m, 239,4 m, 239,7 m, 240,0 m, 240,3 m, 240,6 m, 240,9 m, 241,2 m, 241,5 m, 241,8 m, 242,1 m, 242,4 m, 242,7 m, 243,0 m, 243,3 m, 243,6 m, 243,9 m, 244,2 m, 244,5 m, 244,8 m, 245,1 m, 245,4 m, 245,7 m, 246,0 m, 246,3 m, 246,6 m, 246,9 m, 247,2 m, 247,5 m, 247,8 m, 248,1 m, 248,4 m, 248,7 m, 249,0 m, 249,3 m, 249,6 m, 249,9 m, 250,2 m, 250,5 m, 250,8 m, 251,1 m, 251,4 m, 251,7 m, 252,0 m, 252,3 m, 252,6 m, 252,9 m, 253,2 m, 253,5 m, 253,8 m, 254,1 m, 254,4 m, 254,7 m, 255,0 m, 255,3 m, 255,6 m, 255,9 m, 256,2 m, 256,5 m, 256,8 m, 257,1 m, 257,4 m, 257,7 m, 258,0 m, 258,3 m, 258,6 m, 258,9 m, 259,2 m, 259,5 m, 259,8 m, 260,1 m, 260,4 m, 260,7 m, 261,0 m, 261,3 m, 261,6 m, 261,9 m, 262,2 m, 262,5 m, 262,8 m, 263,1 m, 263,4 m, 263,7 m, 264,0 m, 264,3 m, 264,6 m, 264,9 m, 265,2 m, 265,5 m, 265,8 m, 266,1 m, 266,4 m, 266,7 m, 267,0 m, 267,3 m, 267,6 m, 267,9 m, 268,2 m, 268,5 m, 268,8 m, 269,1 m, 269,4 m, 269,7 m, 270,0 m, 270,3 m, 270,6 m, 270,9 m, 271,2 m, 271,5 m, 271,8 m, 272,1 m, 272,4 m, 272,7 m, 273,0 m, 273,3 m, 273,6 m, 273,9 m, 274,2 m, 274,5 m, 274,8 m, 275,1 m, 275,4 m, 275,7 m, 276,0 m, 276,3 m, 276,6 m, 276,9 m, 277,2 m, 277,5 m, 277,8 m, 278,1 m, 278,4 m, 278,7 m, 279,0 m, 279,3 m, 279,6 m, 279,9 m, 280,2 m, 280,5 m, 280,8 m, 281,1 m, 281,4 m, 281,7 m, 282,0 m, 282,3 m, 282,6 m, 282,9 m, 283,2 m, 283,5 m, 283,8 m, 284,1 m, 284,4 m, 284,7 m, 285,0 m, 285,3 m, 285,6 m, 285,9 m, 286,2 m, 286,5 m, 286,8 m, 287,1 m, 287,4 m, 287,7 m, 288,0 m, 288,3 m, 288,6 m, 288,9 m, 289,2 m, 289,5 m, 289,8 m, 290,1 m, 290,4 m, 290,7 m, 291,0 m, 291,3 m, 291,6 m, 291,9 m, 292,2 m, 292,5 m, 292,8 m, 293,1 m, 293,4 m, 293,7 m, 294,0 m, 294,3 m, 294,6 m, 294,9 m, 295,2 m, 295,5 m, 295,8 m, 296,1 m, 296,4 m, 296,7 m, 297,0 m, 297,3 m, 297,6 m, 297,9 m, 298,2 m, 298,5 m, 298,8 m, 299,1 m, 299,4 m, 299,7 m, 300,0 m, 300,3 m, 300,6 m, 300,9 m, 301,2 m, 301,5 m, 301,8 m, 302,1 m, 302,4 m, 302,7 m, 303,0 m, 303,3 m, 303,6 m, 303,9 m, 304,2 m, 304,5 m, 304,8 m, 305,1 m, 305,4 m, 305,7 m, 306,0 m, 306,3 m, 306,6 m, 306,9 m, 307,2 m, 307,5 m, 307,8 m, 308,1 m, 308,4 m, 308,7 m, 309,0 m, 309,3 m, 309,6 m, 309,9 m, 310,2 m, 310,5 m, 310,8 m, 311,1 m, 311,4 m, 311,7 m, 312,0 m, 312,3 m, 312,6 m, 312,9 m, 313,2 m, 313,5 m, 313,8 m, 314,1 m, 314,4 m, 314,7 m, 315,0 m, 315,3 m, 315,6 m, 315,9 m, 316,2 m, 316,5 m, 316,8 m, 317,1 m, 317,4 m, 317,7 m, 318,0 m, 318,3 m, 318,6 m, 318,9 m, 319,2 m, 319,5 m, 319,8 m, 320,1 m, 320,4 m, 320,7 m, 321,0 m, 321,3 m, 321,6 m, 321,9 m, 322,2 m, 322,5 m, 322,8 m, 323,1 m, 323,4 m, 323,7 m, 324,0 m, 324,3 m, 324,6 m, 324,9 m, 325,2 m, 325,5 m, 325,8 m, 326,1 m, 326,4 m, 326,7 m, 327,0 m, 327,3 m, 327,6 m, 327,9 m, 328,2 m, 328,5 m, 328,8 m, 329,1 m, 329,4 m, 329,7 m, 330,0 m, 330,3 m, 330,6 m, 330,9 m, 331,2 m, 331,5 m, 331,8 m, 332,1 m, 332,4 m, 332,7 m, 333,0 m, 333,3 m, 333,6 m, 333,9 m, 334,2 m, 334,5 m, 334,8 m, 335,1 m, 335,4 m, 335,7 m, 336,0 m, 336,3 m, 336,6 m, 336,9 m, 337,2 m, 337,5 m, 337,8 m, 338,1 m, 338,4 m, 338,7 m, 339,0 m, 339,3 m, 339,6 m, 339,9 m, 340,2 m, 340,5 m, 340,8 m, 341,1 m, 341,4 m, 341,7 m, 342,0 m, 342,3 m, 342,6 m, 342,9 m, 343,2 m, 343,5 m, 343,8 m, 344,1 m, 344,4 m, 344,7 m, 345,0 m, 345,3 m, 345,6 m, 345,9 m, 346,2 m, 346,5 m, 346,8 m, 347,1 m, 347,4 m, 347,7 m, 348,0 m, 348,3 m, 348,6 m, 348,9 m, 349,2 m, 349,5 m, 349,8 m, 350,1 m, 350,4 m, 350,7 m, 351,0 m, 351,3 m, 351,6 m, 351,9 m, 352,2 m, 352,5 m, 352,8 m, 353,1 m, 353,4 m, 353,7 m, 354,0 m, 354,3 m, 354,6 m, 354,9 m, 355,2 m, 355,5 m, 355,8 m, 356,1 m, 356,4 m, 356,7 m, 357,0 m, 357,3 m, 357,6 m, 357,9 m, 358,2 m, 358,5 m, 358,8 m, 359,1 m, 359,4 m, 359,7 m, 360,0 m, 360,3 m, 360,6 m, 360,9 m, 361,2 m, 361,5 m, 361,8 m, 362,1 m, 362,4 m, 362,7 m, 363,0 m, 363,3 m, 363,6 m, 363,9 m, 364,2 m, 364,5 m, 364,8 m, 365,1 m, 365,4 m, 365,7 m, 366,0 m, 366,3 m, 366,6 m, 366,9 m, 367,2 m, 367,5 m, 367,8 m, 368,1 m, 368,4 m, 368,7 m, 369,0 m, 369,3 m, 369,6 m, 369,9 m, 370,2 m, 370,5 m, 370,8 m, 371,1 m, 371,4 m, 371,7 m, 372,0 m, 372,3 m, 372,6 m, 372,9 m, 373,2 m, 373,5 m, 373,8 m, 374,1 m, 374,4 m, 374,7 m, 375,0 m, 375,3 m, 375,6 m, 375,9 m, 376,2 m, 376,5 m, 376,8 m, 377,1 m, 377,4 m, 377,7 m, 378,0 m, 378,3 m, 378,6 m, 378,9 m, 379,2 m, 379,5 m, 379,8 m, 380,1 m, 380,4 m, 380,7 m, 381,0 m, 381,3 m, 381,6 m, 381,9 m, 382,2 m, 382,5 m, 382,8 m, 383,1 m, 383,4 m, 383,7 m, 384,0 m, 384,3 m, 384,6 m, 384,9 m, 385,2 m, 385,5 m, 385,8 m, 386,1 m, 386,4 m, 386,7 m, 387,0 m, 387,3 m, 387,6 m, 387,9 m, 388,2 m, 388,5 m, 388,8 m, 389,1 m, 389,4 m, 389,7 m, 390,0 m, 390,3 m, 390,6 m, 390,9 m, 391,2 m, 391,5 m, 391,8 m, 392,1 m, 392,4 m, 392,7 m, 393,0 m, 393,3 m, 393,6 m, 393,9 m, 394,2 m, 394,5 m, 394,8 m, 395,1 m, 395,4 m, 395,7 m, 396,0 m, 396,3 m, 396,6 m, 396,9 m, 397,2 m, 397,5 m, 397,8 m, 398,1 m, 398,4 m, 398,7 m, 399,0 m, 399,3 m, 399,6 m, 399,9 m, 400,2 m, 400,5 m, 400,8 m, 401,1 m, 401,4 m, 401,7 m, 402,0 m, 402,3 m, 402,6 m, 402,9 m, 403,2 m, 403,5 m, 403,8 m, 404,1 m, 404,4 m, 404,7 m, 405,0 m, 405,3 m, 405,6 m, 405,9 m, 406,2 m, 406,5 m, 406,8 m, 407,1 m, 407,4 m, 407,7 m, 408,0 m, 408,3 m, 408,6 m, 408,9 m, 409,2 m, 409,5 m, 409,8 m, 410,1 m, 410,4 m, 410,7 m, 411,0 m, 411,3 m, 411,6 m, 411,9 m, 412,2 m, 412,5 m, 412,8 m, 413,1 m, 413,4 m, 413,7 m, 414,0 m, 414,3 m, 414,6 m, 414,9 m, 415,2 m, 415,5 m, 415,8 m, 416,1 m, 416,4 m, 416,7 m, 417,0 m, 417,3 m, 417,6 m, 417,9 m, 418,2 m, 418,5 m, 418,8 m, 419,1 m, 419,4 m, 419,7 m, 420,0 m, 420,3 m, 420,6 m, 420,9 m, 421,2 m, 421,5 m, 421,8 m, 422,1 m, 422,4 m, 422,7 m, 423,0 m, 423,3 m, 423,6 m, 423,9 m, 424,2 m, 424,5 m, 424,8 m, 425,1 m, 425,4 m, 425,7 m, 426,0 m, 426,3 m, 426,6 m, 426,9 m, 427,2 m, 427,5 m, 427,8 m, 428,1 m, 428,4 m, 428,7 m, 429,0 m, 429,3 m, 429,6 m, 429,9 m, 430,2 m, 430,5 m, 430,8 m, 431,1 m, 431,4 m, 431,7 m, 432,0 m, 432,3 m, 432,6 m, 432,9 m, 433,2 m, 433,5 m, 433,8 m, 434,1 m, 434,4 m, 434,7 m, 435,0 m, 435,3 m, 435,6 m, 435,9 m, 436,2 m, 436,5 m, 436,8 m, 437,1 m, 437,4 m, 437,7 m, 438,0 m, 438,3 m, 438,6 m, 438,9 m, 439,2 m, 439,5 m, 439,8 m, 440,1 m, 440,4 m, 440,7 m, 441,0 m, 441,3 m, 441,6 m, 441,9 m, 442,2 m, 442,5 m, 442,8 m, 443,1 m, 443,4 m, 443,7 m, 444,0 m, 444,3 m, 444,6 m, 444,9 m, 445,2 m, 445,5 m, 445,8 m, 446,1 m, 446,4 m, 446,7 m, 447,0 m, 447,3 m, 447,6 m, 447,9 m, 448,2 m, 448,5 m, 448,8 m, 449,1 m, 449,4 m, 449,7 m, 450,0 m, 450,3 m, 450,6 m, 450,9 m, 451,2 m, 451,5 m, 451,8 m, 452,1 m, 452,4 m, 452,7 m, 453,0 m, 453,3 m, 453,6 m, 453,9 m, 454,2 m, 454,5 m, 454,8 m, 455,1 m, 455,4 m, 455,7 m, 456,0 m, 456,3 m, 456,6 m, 456,9 m, 457,2 m, 457,5 m, 457,8 m, 458,1 m, 458,4 m, 458,7 m, 459,0 m, 459,3 m, 459,6 m, 459,9 m, 460,2 m, 460,5 m, 460,8 m, 461,1 m, 461,4 m, 461,7 m, 462,0 m, 462,3 m, 462,6 m, 462,9 m, 463,2 m, 463,5 m, 463,8 m, 464,1 m, 464,4 m, 464,7 m, 465,0 m, 465,3 m, 465,6 m, 465,9 m, 466,2 m, 466,5 m, 466,8 m, 467,1 m, 467,4 m, 467,7 m, 468,0 m, 468,3 m, 468,6 m, 468,9 m, 469,2 m, 469,5 m, 469,8 m, 470,1 m, 470,4 m, 470,7 m, 471,0 m, 471,3 m, 471,6 m, 471,9 m, 472,2 m, 472,5 m, 472,8 m, 473,1 m, 473,4 m, 473,7 m, 474,0 m, 474,3 m, 474,6 m, 474,9 m, 475,2 m, 475,5 m, 475,8 m, 476,1 m, 476,4 m, 476,7 m, 477,0 m,

FABRICATION DE DISPOSITIFS À BASE DE VERRE PHOSPHATE SOL-GEL DOPE AUX ÉLÉMENTS TERRES-RARES

Sylvain LAFRENIÈRE et S. Iraj NAJAFI

Départements de Génie Physique, École Polytechnique de Montréal, Campus de l'Université de Montréal, C.P. 6079, Succ. A, Montréal (Québec), H3C 3A7.

Abstract - Nous reportons nos activités de recherche ainsi que les plus récents résultats dans la fabrication de dispositifs optiques à base de verre sol-gel phosphate dopé aux terres-rares. Ce genre de dispositif est très prometteur quant à la réalisation de lasers et d'amplificateurs pour les télécommunications et dans le visible. Un verre silicate est utilisé comme substrat et un mince film de verre sol-gel y est déposé par "spin coating". Des guides d'ondes sont créés soit dans le film par attaque chimique, soit dans le substrat par échange ionique. Le verre sol-gel est dopé selon différentes concentrations et est composé de divers éléments tels que le néodyme, l'erbium, l'ytterbium et autres utilisés notamment comme co-dopants. Une étude de l'effet des paramètres de fabrication est également réalisée et une investigation de l'émission à 1,55 μm , 1,3 μm ainsi qu'à 550 nm est en cours.

Présentement, pour les télécommunications, les fibres optiques peuvent être utilisées afin de diriger l'information d'un usager à un autre. Les pertes par propagation dans ces fibres font en sorte qu'on a besoin de répéteurs tout au long du parcours et tout juste avant de diriger l'information vers différents utilisateurs.

En optique intégrée, la fabrication de composants photoniques permet d'éliminer l'usage de certains dispositifs électroniques qui limitent le taux de propagation de l'information (bits/sec.). Il serait donc intéressant de créer un dispositif optique permettant d'amplifier le signal dans le but d'au moins compenser les pertes par propagation.

Différentes techniques ont été utilisées afin de fabriquer des amplificateurs et des lasers sur verre émettant aux longueurs d'ondes des télécommunications, soient 1,3 et 1,55 μm . Parmi ces techniques, on note l'échange ionique dans le verre silicate dopé Nd^{3+} ou Er^{3+} [1]-[2], le dépôt par pulvérisation de verre dopé [3] et l'implantation ionique [4]. La technique sol-gel quant à elle est très peu coûteuse et permet de créer du verre avec des concentrations désirées d'ions terres-rares à partir d'une solution à base d'éthanol et de chlorure d'aluminium [5]. Le terme sol-gel provient du fait qu'on débute par une solution (sol) pour ensuite passer par une phase dite de gel avant d'obtenir un matériau solide après un recuit à une température donnée. Dans notre cas, le produit final est un verre sol-gel phosphate.

Trois types de dispositifs à base de sol-gel sont étudiés. Le plus simple se réalise en créant un guide d'onde dans un substrat de verre silicate (Corning 0211 ou Schott FK3) par échange ionique de potassium ou d'argent (Fig. 1). Un mince film de verre sol-gel phosphate dopé aux terres-rares est ensuite déposé à l'aide d'une tournette (spin coating) sur le guide d'onde. Afin d'obtenir un amplificateur ou un laser de haute performance, il est important que la lumière guidée de pompe puisse pénétrer au maximum dans la couche sol-gel. Ceci est possible si l'indice de

réfraction du film est supérieur à celui du guide d'onde. Dans le cas contraire, seule la partie évanescente du faisceau de pompe atteint la couche [6].

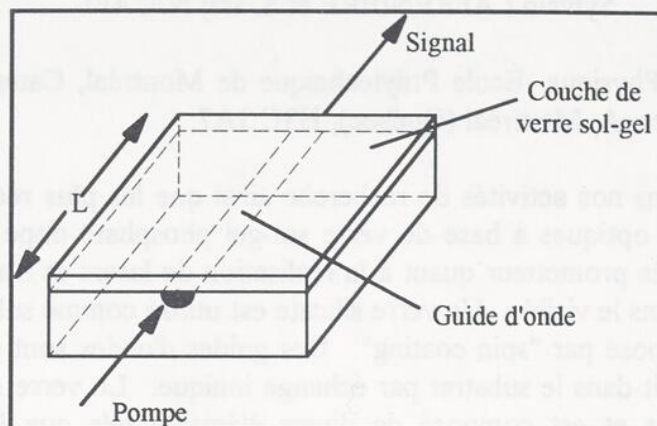


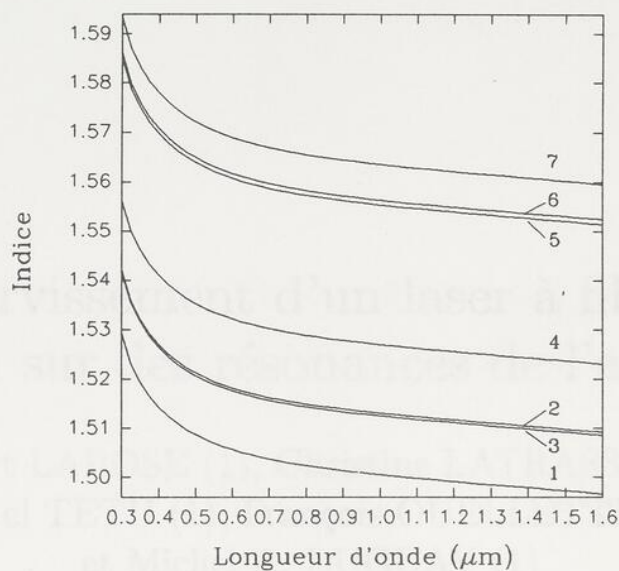
Figure 1: Dispositif à base de sol-gel

Afin d'optimiser les propriétés optiques du verre créé (indice de réfraction, absorption, etc.), l'ajout de co-dopants est nécessaire. Effectivement, les films dopés seulement à l'erbium ou au néodyme ont un indice de réfraction peu élevé (environ 1,51 à $0,6328\ \mu\text{m}$). Cependant, en ajoutant des co-dopants tels que l'ytterbium, le lithium, le zinc, le titane, le lanthane et autres, il est possible d'augmenter l'indice de réfraction du film sol-gel. De plus, co-dopé avec l'erbium, l'ytterbium crée une plus forte absorption du faisceau de pompe à $0,98\ \mu\text{m}$.

Jusqu'à présent, il nous a été possible de réaliser des couches de verre sol-gel avec des indices de réfraction variant entre 1,5 et 1,6 selon leur composition (Fig. 2). Les indices des substrats, quant à eux, varient autour de 1,51 et 1,46 (à $0,6328\ \mu\text{m}$) pour le Corning 0211 et le FK3 respectivement. On a récemment guidé de la lumière dans certains films. Leur indice de réfraction ainsi que leur épaisseur ont pu être déterminés par couplage par prisme.

Les paramètres de fabrication influencent grandement les caractéristiques finales du film sol-gel. Une vitesse de "spin" trop élevée donne des couches minces et fragiles alors qu'une vitesse peu élevée donne des couches moins compactes, moins uniformes et susceptibles de craquer lors du recuit. La viscosité a le même effet que la vitesse de "spin". Un sol-gel peu visqueux n'adhère pas à la surface du substrat alors qu'une viscosité trop élevée donne des films peu compacts et susceptibles de se briser lorsqu'on superpose plusieurs couches. Il faut donc trouver un compromis entre ces deux paramètres. De plus, une température de recuit trop élevée donne des films compacts, mais diminue énormément l'indice de réfraction. Par exemple, pour un film dopé uniquement avec de l'aluminium (verre AlPO_4), l'indice de réfraction à $0,6328\ \mu\text{m}$ passe de 1,505 à 1,415 pour des températures de recuit de $210\ ^\circ\text{C}$ et $300\ ^\circ\text{C}$ respectivement. Notons qu'il y a également un compromis à faire entre la température de recuit et le temps de recuit.

C'est donc en tenant compte de tous ces facteurs qu'il nous a été possible de réaliser différents types de verre sol-gel. Une investigation des propriétés optiques est aussi en cours afin de déterminer l'absorption des films sol-gel ainsi que leur émission à $1,55\ \mu\text{m}$, $1,3\ \mu\text{m}$ et $550\ \text{nm}$.



- 1 Al 100 %
- 2 Nd 3 %, Er 5 %, Al 92 %
- 3 Nd 10 %, Al 90 %
- 4 Nd 10 %, Yb 10 %, Al 80 %
- 5 Nd 10 %, Yb 30 %, Al 60 %
- 6 Nd 10 %, Li 30 %, Al 60 %
- 7 Nd 3 %, Zn 10 %, Al 87 %

Figure 2: Indice de réfraction du verre sol-gel selon différentes compositions

- [1] J.E. Ronan et K.A. Winick, Appl. Phys. Lett., 61 (23), 1992, pp. 2744 à 2746.
- [2] N.A. Sanford et al., Opt. Lett., 15 (7), 1990, pp. 366 à 368.
- [3] K. Hattori et al., IEEE Photon. Technol. Lett., 3 (10), 1991, pp. 882 à 884.
- [4] S.J. Field et al., Opt. Lett., 17 (1), 1992, pp. 52 à 54.
- [5] Q. He et al., OE/Fiber '92, vol. 1794, 1992, pp. 303 à 308.
- [6] V. François et al., Europto '94, 1994, à être publié.

réflexion de film est supérieure à celle du guide d'onde. Dans le cas contraire, seule la partie transmise du faisceau de pompe est réfléchie.



Figure 1: Dispersion de la lumière.

Afin d'obtenir les propriétés optiques des films de silice déposés sur substrat, nous avons réalisé des mesures de réflectivité et de transmittance en fonction de la longueur d'onde. Les films déposés sur substrat de silice ont une épaisseur comprise entre 1,35 et 0,6328 μm . Cependant, les mesures de réflectivité et de transmittance ne sont pas suffisantes pour caractériser complètement les films. De plus, on doit avoir une connaissance précise de l'indice de réfraction du matériau. Pour cela, nous avons réalisé des mesures de l'indice de réfraction des films de silice en fonction de la longueur d'onde. Les résultats sont présentés dans la figure 2.

Jusqu'à présent, il nous a été possible de réaliser des mesures de l'indice de réfraction des films de silice en fonction de la longueur d'onde. Les résultats sont présentés dans la figure 2. On voit que l'indice de réfraction des films de silice est compris entre 1,45 et 1,47. Ces valeurs sont en accord avec celles trouvées dans la littérature [1].

Les paramètres de dispersion de la lumière sont caractérisés par les coefficients de dispersion n_2 et n_4 . Ces coefficients sont définis par les équations suivantes : $n_2 = \frac{1}{\omega} \frac{dn}{d\omega}$ et $n_4 = \frac{1}{\omega^3} \frac{d^2n}{d\omega^2}$. Les valeurs de n_2 et n_4 sont présentées dans la figure 3. On voit que n_2 est compris entre 0,01 et 0,02, et n_4 est compris entre 0,001 et 0,002. Ces valeurs sont en accord avec celles trouvées dans la littérature [1].

C'est donc en tenant compte de tous ces paramètres qu'il nous a été possible de réaliser des simulations numériques de la propagation de la lumière dans les guides d'onde. Les résultats sont présentés dans la figure 4. On voit que les simulations sont en accord avec les mesures expérimentales.

Asservissement d'un laser à fibre à l'erbium sur des résonances de l'acétylène

Robert LAROSE (1), Christine LATRASSE (1),
Michel TETU (1), François OUELLETTE (2)
et Michel A. DUGUAY (1)

(1) COPL, Département de génie électrique,
Université Laval, Ste-Foy, QUÉBEC, G1K 7P4

(2) Optical Fiber Technology Center,
University of Sydney, NSW, AUSTRALIA

La molécule d'acétylène présente des raies d'absorption très fortes de 700 MHz de largeur dans la fenêtre de 1,5 microns de la fibre optique. Ces raies peuvent servir de référence pour les communications multi-fréquences. Traditionnellement, les lasers semi-conducteurs ont été asservis sur ces résonances car il est facile de les moduler en fréquence pour faire une détection synchrone en faisant varier le courant d'injection. L'asservissement se fait alors au centre de la raie et donne une référence plus stable qu'à flanc de raie. Le laser à fibre est une source de choix pour les communications optiques. Il s'accorde sur plus de 6 THz et possède une largeur de raie étroite. Cependant, il est difficile de le moduler en fréquence par les techniques de syntonisation par filtre Fabry-Perot ou par cavités couplées. Nous avons développé un montage simple pour obtenir une modulation de fréquence intégrée au laser et une précision de syntonisation de 20 MHz sur la porteuse optique. Le laser ainsi modulé permet l'interrogation de résonance ainsi que l'asservissement au centre de la raie.

Asservissement d'un laser à fibre à l'erbium sur des résonances de l'acétylène

Robert LAROSE (1), Christine LAJTHASSÉ (1),
Michel TETU (1), François OUELLETTE (2)
et Michel A. DUCUAY (1)

(1) GOLF, Département de Génie Électrique,
Université Laval, 516 Ave. Québec, G1K 7P4
(2) Optical Fiber Technology Center,
University of Sydney, NSW, AUSTRALIE

La molécule d'acétylène présente des raies d'absorption très fortes de 750 à 1000 nm. Nous avons réalisé un laser à fibre à l'erbium dont la longueur d'onde de résonance est réglée sur une de ces raies. L'asservissement du laser est réalisé à l'aide d'un système de contrôle en boucle fermée. Les résultats expérimentaux montrent que la puissance de sortie du laser est stable à 10 mW pendant plus de 10 heures. La stabilité de la puissance de sortie est de l'ordre de 0,1%. Les résultats expérimentaux montrent également que la puissance de sortie du laser est stable à 10 mW pendant plus de 10 heures. La stabilité de la puissance de sortie est de l'ordre de 0,1%. Les résultats expérimentaux montrent également que la puissance de sortie du laser est stable à 10 mW pendant plus de 10 heures. La stabilité de la puissance de sortie est de l'ordre de 0,1%.

Réalisation et caractérisation de contacts ohmiques à faible résistance spécifique

GILBERT LEFEBVRE, HABIB MANI, ROMAIN MACIEJKO

Département de génie physique, École Polytechnique de Montréal
C.P. 6079, succ. Centre-ville, MONTRÉAL, H3C 3A7

L'abaissement de la résistance de contact constitue une des optimisations nécessaires à l'amélioration des performances statiques et dynamiques des composants électroniques et optoélectroniques à base d'InP. Une étude détaillée de la technologie de contact nous a permis de réaliser un contact ohmique non allié, faiblement résistif, sur une couche de contact InP fortement dopée. La résistance spécifique de contact a été déterminée grâce à la méthode des quatre pointes. Sa valeur a été minimisée en fonction du choix de l'alliage ainsi que de la nature, du temps et de la température de recuit.

Réalisation et caractérisation de contacts cristallins à faible résistance spécifique

GILBERT LEBEVRE, HABIB MAMI, ROMAIN MACIELKO

Département de génie physique, École Polytechnique de Montréal
C.P. 6072, succ. Centre-ville, MONTRÉAL, H3C 3A7

L'abaissement de la résistance de contact constitue une des
optimisations nécessaires à l'amélioration des performances statiques et
dynamiques des composants électroniques et optoelectroniques à base
d'InP. Une étude détaillée de la technologie de contact nous a permis de
réaliser un contact ohmique non allié, faiblement résistif, sur une couche
de contact InP fortement dopée. La résistance spécifique de contact a
été déterminée grâce à la méthode des quatre pointes. Sa valeur a été
minimisée en fonction du choix de l'alliage ainsi que de la nature, du
temps et de la température de recuit.

Gravure ionique réactive à base de gaz non toxiques: utilisée en technologie des composants électroniques et photoniques

HABIB MANI, ROMAIN MACIEJKO

Département de génie physique, École Polytechnique de Montréal
C.P. 6079, succ. Centre-ville, MONTRÉAL, H3C 3A7

La gravure ionique réactive est l'une des techniques de gravure physicochimique pouvant offrir à la fois sélectivité et anisotropie. Elle permet, grâce à ces avantages, l'intégration des composants électroniques et photoniques sur la même plaquette, d'obtenir des guides d'onde à profil vertical et un parfait transfert d'un motif ou de réseau sur les semi-conducteurs. L'utilisation d'éthane comme choix de gaz réactif, non toxique et non corrosif, combiné à l'hydrogène a donné une surface gravée lisse et libre de contaminants car les produits générés par la réaction en présence des composés III-V à base d'InP sont bien stables et très volatils à température ambiante.

La vitesse de gravure a été étudiée en détail en fonction de la concentration d'éthane, de la pression de réacteur et de la puissance RF pour réaliser un guide d'onde à profil vertical de largeur $1.6 \mu\text{m}$ à base d'InGaAsP.



Figure 1: Schéma du montage d'écriture

Gravure ionique réactive à base de gaz non toxiques: utilisée en technologie des composants électroniques et photoniques

HABIB MANI, ROMAIN MACIELKO

Département de génie physique, École Polytechnique de Montréal
C.P. 6072, succ. Centre-ville, MONTRÉAL, H3C 3A7

La gravure ionique réactive est l'une des techniques de gravure physicochimique pouvant offrir à la fois sélectivité et anisotropie. Elle permet, grâce à ces avantages, l'intégration des composants électroniques et photoniques sur la même plaquette, d'obtenir des guides d'ondes à profil vertical et un parfait transfert d'un motif ou du réseau sur les semi-conducteurs. L'utilisation d'éthane comme choix de gaz réactif, non toxique et non corrosif, combinée à l'hydrogène a donné une surface gravée lisse et libre de contaminants car les produits générés par la réaction en présence des composés III-V à base d'InP sont bien stables et très volatils à température ambiante.

La vitesse de gravure a été étudiée en détail en fonction de la concentration d'éthane, de la pression de réacteur et de la puissance RF pour réaliser un guide d'ondes à profil vertical de largeur 1.6 µm à base d'InGaAsP.

Méthode de fabrication de longs réseaux de Bragg dans une fibre optique.

Jean Martin et François Ouellette†.

Centre d'Optique, Photonique et Lasers (COPL),
Département de Génie Électrique,
Université Laval,
Québec (Québec) G1K 7P4

Les réseaux de Bragg dans les fibres optiques ont différentes applications: filtres[1], capteurs[2], compensateurs de dispersion[3], lasers à fibre[4], etc. Pour écrire de tels réseaux différentes techniques ont déjà été proposées: la technique holographique[5], qui consiste à séparer en deux le faisceau UV, pour ensuite faire interférer les deux faisceaux sur le cœur de la fibre optique, et la technique point-à-point[6], qui consiste à écrire chaque plan d'indice de réfraction un à un en focalisant le faisceau UV sur le cœur de la fibre.

L'apparition en 1993 de réseaux de Bragg écrits par exposition photolithographique utilisant un masque de réseau de phase en contact physique avec une fibre optique[7,8], constitue une importante innovation; la cohérence le long du réseau de Bragg n'est plus liée à la source (comme pour la méthode holographique) ou à la stabilité mécanique (comme pour la méthode point-à-point), mais dorénavant liée au patron contenu dans le masque de phase. Cette contrainte écartée, nous proposons d'écrire de longs réseaux de Bragg, en effectuant une translation longitudinale du faisceau UV le long du cœur de la fibre optique.

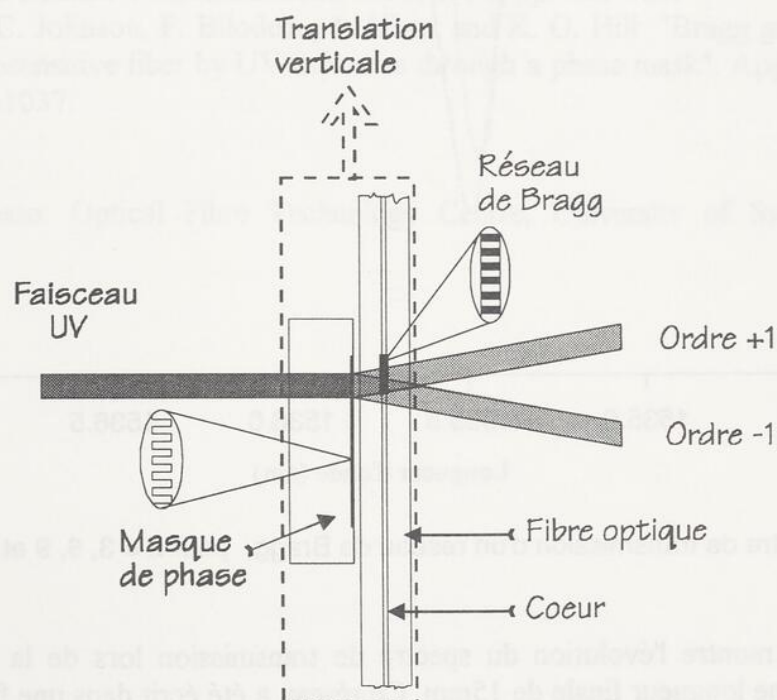


Figure 1: Schéma du montage d'écriture

Le montage servant à l'écriture est représenté à la figure 1, la fibre dénudée est posée en contact physique avec un masque de réseau de phase et perpendiculaire au faisceau UV. Ce faisceau est focalisé sur le cœur de la fibre optique à l'aide d'une lentille cylindrique. La fibre et la masque solidaire l'un de l'autre sont disposés sur un étage de translation permettant ainsi l'écriture de longs réseaux (la longueur des réseaux n'étant limitée que par la dimension du masque de phase).

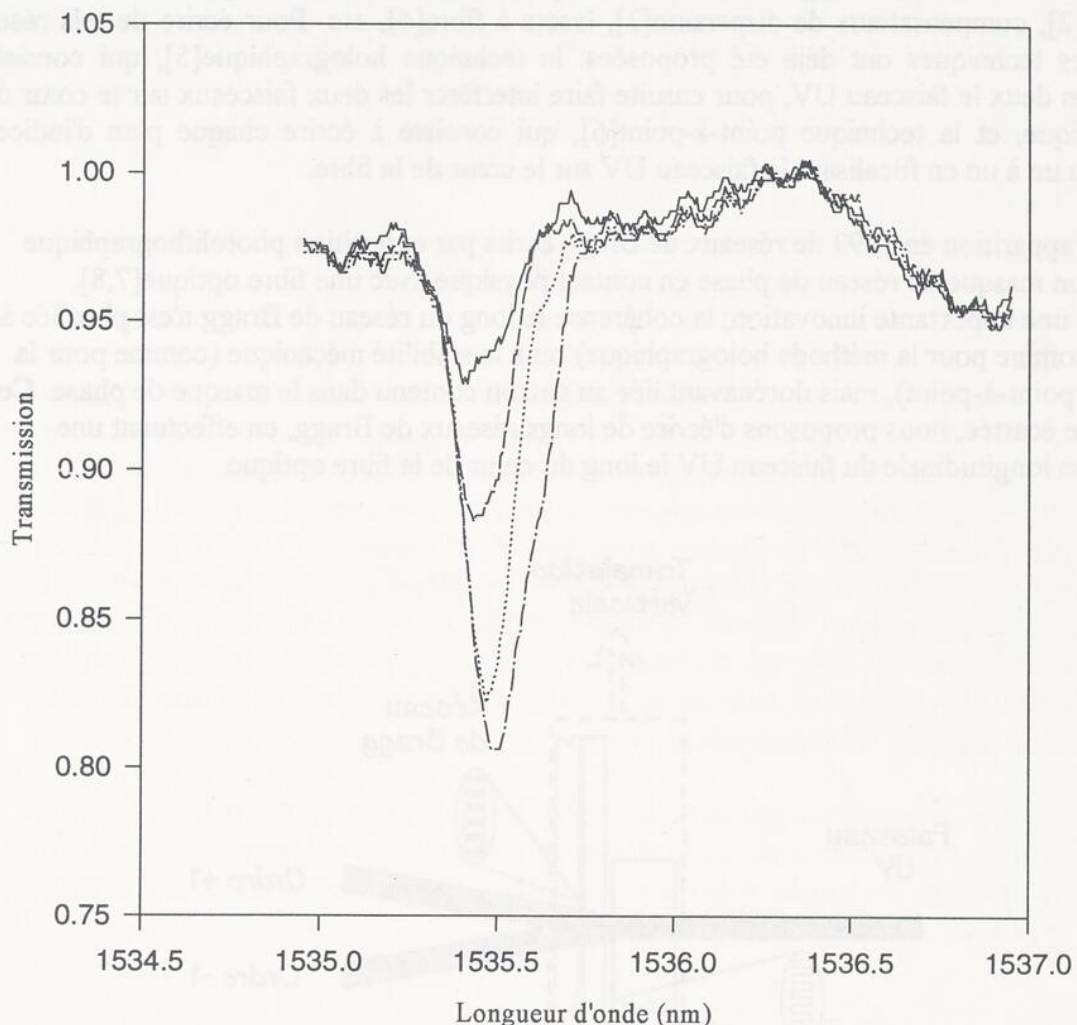


Figure 2: Spectre de transmission d'un réseau de Bragg, pour $L = 3, 6, 9$ et 15mm

La figure 2 montre l'évolution du spectre de transmission lors de la croissance d'un réseau de Bragg d'une longueur finale de 15mm . Ce réseau a été écrit dans une fibre optique co-dopée au germanium et au bore.

En conclusion cette technique d'écriture est très flexible; elle permet d'écrire de longs réseaux de Bragg et ce avec différents profils de couplage (c.-à-d. variation longitudinale du changement maximum d'indice de réfraction). Par exemple, dans le but de compenser efficacement la dispersion chromatique dans les fibres optiques, nous avons besoin de profils de couplage non-uniforme.

Références:

- [1] R. Kashyap, R. Wyatt and P. F. McKee: "Wavelength flattened saturated erbium amplifier using multiple side-tap Bragg gratings". *Electron. Lett.*, 1993, 29, 11, pp. 1025-1026.
- [2] D. A. Jackson, A. B. Lobo Ribeiro, L. Reekie and J. L. Archambault: "Simple multiplexing scheme for a fiber-optic grating sensor network". *Opt. Lett.*, 1993, 18, 14, pp. 1192-1194.
- [3] F. Ouellette: "Dispersion cancellation using linearly chirped Bragg grating filters in optical waveguides". 1987, *Opt. Lett.*, 12, 10, pp. 847-849.
- [4] S. V. Chernikov, R. Kashyap, P. F. McKee and J. R. Taylor: "Dual frequency all fibre grating laser source". *Electron. Lett.*, 1993, 29, 12, pp. 1089-1090.
- [5] G. Meltz, W. W. Morey, and W. H. Glen, "Formation of Bragg gratings in optical fibres by a transverse holographic method", *Opt. Lett.* 14, pp. 1590-1591 (1989).
- [6] B. Malo, K. O. Hill, F. Bilodeau, D. C. Johnson and J. Albert: "Micro-Bragg gratings in photosensitive fibre using single excimer pulse refractive index modification techniques". *Electron. Lett.*, 1993, 29, 18, pp. 1668-1669.
- [7] D. Z. Anderson, V. Mizrahi, T. Erdogan and A. E. White: "Production of in-fibre gratings using a diffractive element". *Electron. Lett.*, 1993, 29, 6, pp. 566-568.
- [8] B. Malo, D. C. Johnson, F. Bilodeau, J. Albert and K. O. Hill: "Bragg gratings fabricated in monomode photosensitive fiber by UV exposure through a phase mask". *Appl. Phys. Lett.*, 1993, 62, 10, pp. 1035-1037.

†Nouvelle adresse: Optical Fibre Technology Centre, University of Sydney, NSW 2006, Australia.



Génération de la deuxième harmonique d'un laser DFB à 1560 nm à l'aide d'un cristal de KNbO_3 et asservissement de fréquence sur la raie D_2 du ^{87}Rb à 780 nm.

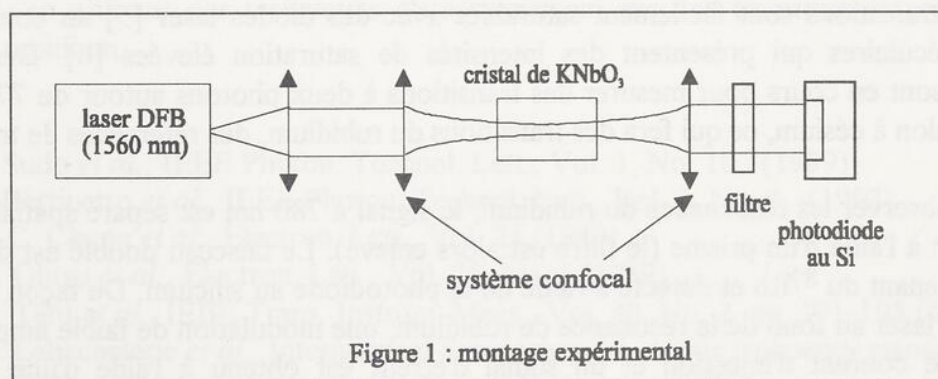
Michel Poulin, Christine Latrasse, Michel Têtu et Marc Breton.

Centre d'Optique, Photonique et Lasers
Département de Génie Électrique
Université LAVAL, Ste-Foy, Qc, G1k 7P4
Tél : 418-656-2146
Fax : 418-656-3159

Les prochains systèmes de communications multilongueurs d'onde nécessiteront dans un proche avenir des références de fréquence absolue de grande précision. Des travaux récents ont montré beaucoup de potentiel pour des lasers asservis en fréquence sur des raies d'absorption atomique ou moléculaire [1-4]. Nous étudions ici l'utilisation possible d'une résonance du rubidium à 780 nm interrogée par un signal provenant de la génération de deuxième harmonique d'un laser à semiconducteur opérant à 1560 nm.

Génération de deuxième harmonique

Dans ce travail, nous utilisons un cristal de niobate de potassium (KNbO_3) pour générer le doublage de fréquence d'un laser DFB émettant à 1560 nm. Le cristal a 4,8 mm de longueur et une section de 3 mm x 3 mm et est maintenu à la température de la pièce. Le montage expérimental est détaillé sur la figure 1.



Le faisceau émis par le laser DFB est collimaté à l'aide d'une lentille asphérique de grande ouverture numérique (0.55). Deux lentilles de 5 cm de distance focale constituent un système confocal au centre duquel est placé le cristal non linéaire. Le faisceau doublé à 780 nm est détecté

par une photodiode au silicium devant laquelle est placé un filtre sélectif en longueur d'onde (passe-bas). L'évolution de la puissance de la deuxième harmonique en fonction de celle de la fondamentale est donnée sur la figure 2. Le coefficient de conversion pour la puissance générée de deuxième harmonique est de $9.54 \text{ pW}/(\text{mW})^2$. Nous avons ainsi obtenu une puissance maximale de 2,4 nW à 780 nm (en tenant compte des pertes dans le filtre) pour 11,3 mW de puissance de l'onde fondamentale.

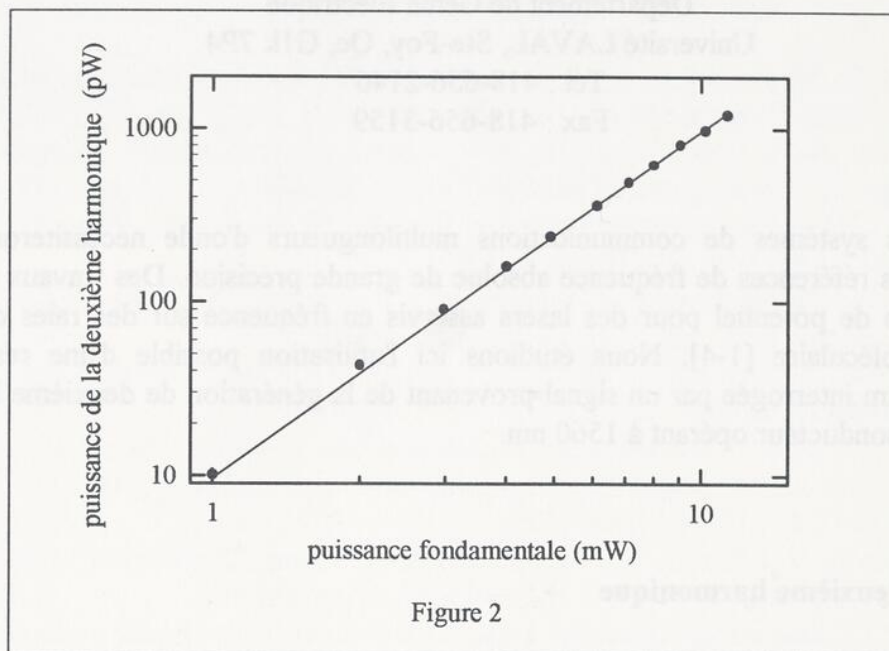


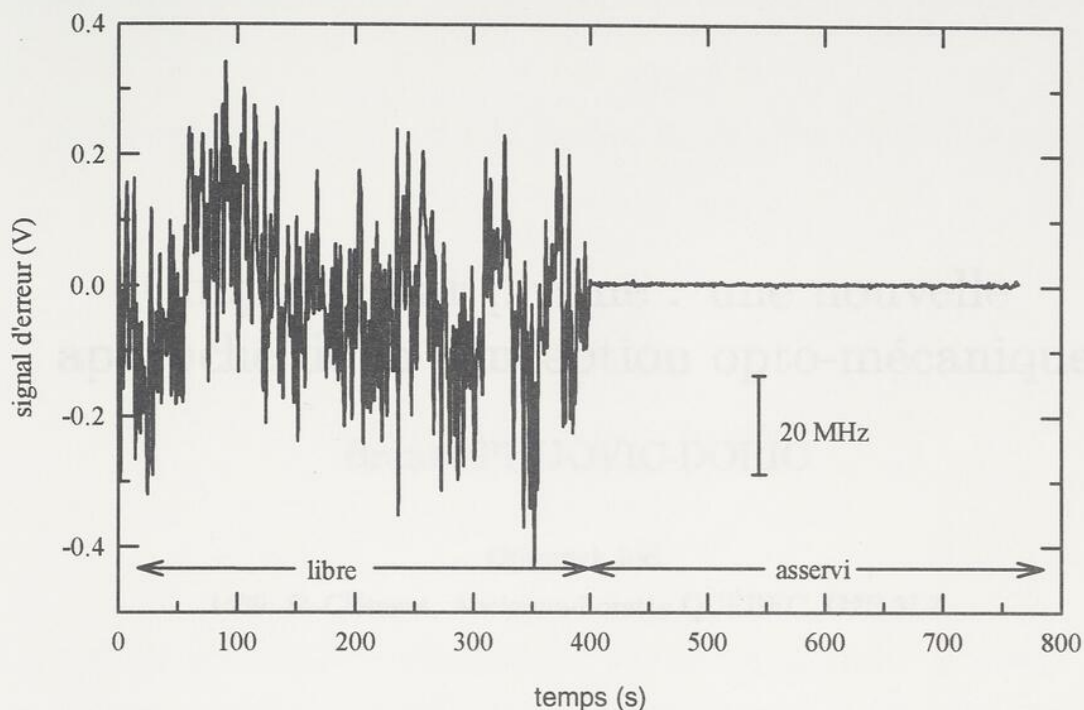
Figure 2

Asservissement de fréquence sur le rubidium

Le rubidium présente des résonances très bien connues autour de 780 nm (raie D_2) et 795 nm (raie D_1). Ces transitions sont facilement saturables avec des diodes laser [5] au contraire des transitions moléculaires qui présentent des intensités de saturation élevées [6]. Des travaux importants [7] sont en cours pour mesurer des transitions à deux photons autour de 778 nm par rapport à un étalon à césium, ce qui fera des transitions du rubidium, des références de très grande précision.

De façon à observer les résonances du rubidium, le signal à 780 nm est séparé spatialement de celui à 1560 nm à l'aide d'un prisme (le filtre est alors enlevé). Le faisceau doublé est dirigé vers une cellule contenant du ^{87}Rb et détecté à l'aide de la photodiode au silicium. De façon à asservir la fréquence du laser au fond de la résonance de rubidium, une modulation de faible amplitude est appliquée sur le courant d'injection et un signal d'erreur est obtenu à l'aide d'une détection synchrone. Ce signal est alors utilisé pour corriger le courant d'injection du laser et contrôler sa fréquence.

Le laser DFB a été asservi sur la composante de la raie D_2 du rubidium à 780.241 nm et les fluctuations du signal d'erreur ont été observées en régime libre et asservi (figure 3). Le laser suit la fréquence de la référence avec des fluctuations inférieures à 1 MHz en régime asservi.



Conclusion

La génération de deuxième harmonique d'un laser DFB à 1560 nm a été réalisée à l'aide d'un cristal non-linéaire de KNbO_3 . Une puissance d'environ 2,4 nW a été obtenue à 780 nm pour une puissance de l'onde fondamentale de 11,3 mW. Ce signal doublé a été utilisé pour interroger une composante de la raie D_2 du rubidium à 780,241 nm et asservir la fréquence du laser DFB.

Cette source constitue déjà une référence de fréquence de grande qualité pour les systèmes de télécommunications multilongueurs d'onde. On peut envisager d'améliorer encore ses performances d'une part en augmentant l'efficacité du cristal en le plaçant dans une cavité et d'autre part, en utilisant des techniques d'asservissement sur une transition saturée ou à deux photons du rubidium.

- [1] S. Sudo *et al.*, IEEE Photon. Technol. Lett., Vol. 1, No. 10, (1989)
- [2] F. Bertinetto *et al.*, IEEE Photon. Technol. Lett., Vol. 4, No. 4, (1993)
- [3] Y. C. Chung *et al.*, Electron. Lett., Vol. 24 (1988)
- [4] M. Ohtsu *et al.*, Electron. Lett., Vol. 25, No. 1 (1989)
- [5] M. Têtu *et al.*, IEEE Trans. Instrum. Meas., Vol. 40, No. 2, pp. 191-195 (1991)
- [6] M. Labachellerie *et al.*, International Symposium on atomic frequency standards and coherent quantum electronics, Nara Ken, Japan, (1993)
- [7] F. Nez *et al.*, Opt. Commun., Vol. 102, No. 5-6, (1993)

Couplage par prisme : une nouvelle approche de la conception opto-mécanique

Branka PRIJOVIC-DORIC

Optomak Inc.

1439, St-Clément, Ancienne-Lorette QUÉBEC, G2E 3L7

Après avoir déterminé les degrés de liberté nécessaires pour régler la position des deux prismes de couplage relativement à celle du guide d'ondes, un dispositif opto-mécanique original a été conçu pour permettre le couplage de la lumière dans un guide d'ondes. Ce dispositif assure une manipulation simple et un réglage rapide des points de contact ('wet spots') entre le guide et les prismes. Une fois le réglage effectué, il est possible de vérifier de nombreux guides sans qu'aucun autre réglage ne soit nécessaire. Grâce à une pression de couplage contrôlée par les ressorts, il est plus facile de mesurer l'atténuation. Enfin, l'utilisation de prismes de couplage cylindriques est également discutée.



Figure 1. Vue d'ensemble d'un montage de couplage de lumière.

Couplage par prisme : une nouvelle approche de la conception opto-mécanique

Branka PRILJOVIC-DORIC

Optomax Inc.

1035, St-Jacques, Ancienne-Leslie, Québec, G3E 3L7

Après avoir déterminé les degrés de liberté mécaniques pour régler la position des deux prismes de couplage relativement à celui du guide d'ondes, un dispositif opto-mécanique original a été conçu pour permettre le couplage de la lumière dans un guide d'ondes. Ce dispositif assure une manipulation simple et un réglage rapide des points de contact ("wet spots") entre le guide et les prismes. Une fois le réglage effectué, il est possible de vérifier de nouveaux guides sans qu'aucun autre réglage ne soit nécessaire. Grâce à une précision de couplage contrôlée par les résultats, il est plus facile de mesurer l'atténuation. Enfin, l'utilisation de prismes de couplage cylindriques est également discutée.

MATRICES DE MICROMIROIRS DÉFORMABLES

M. Renaud, A. Jean, F. Picard, J. M. Lacroix, H. Jerominek (1), M. Tremblay (2)

(1) Institut National d'Optique
369, Franquet
Ste-Foy (Québec)
G1P 4N8

(2) Université Laval
Département de Génie Électrique
Ste-Foy (Québec)
G1K 7P4

Les dispositifs microélectromécaniques tels les micromiroirs déformables (MMD) [1] présentent un très fort potentiel dans le domaine photonique (modulateurs spatiaux, commutateurs optiques, réseaux neuroniques optiques, etc.) [2]. Nous présentons des dispositifs prototypes de MMD en silicium. La figure 1 montre la vue éclatée d'une matrice linéaire de cinq MMD qui a été fabriquée en adaptant les techniques conventionnelles de fabrication de composants microélectroniques. Un MMD est un élément de surface réfléchissant de dimension micronique (ou pixel) maintenu à ses extrémités par deux bras de maintien juste à quelques microns de distance au-dessus d'électrodes métalliques de commande. Cette configuration permet au micromiroir d'effectuer un mouvement d'inclinaison autour de l'axe défini par les bras de maintien quand une tension électrique positive est appliquée entre une électrode de commande et le micromiroir. L'inclinaison du

micromiroir qui résulte de la force électrostatique engendrée par la différence de potentiel entre le micromiroir et l'électrode inflige une torsion au niveau des bras de maintien et permet de dévier la lumière incidente.

La réalisation du dispositif consiste à assembler mécaniquement une composante mi-

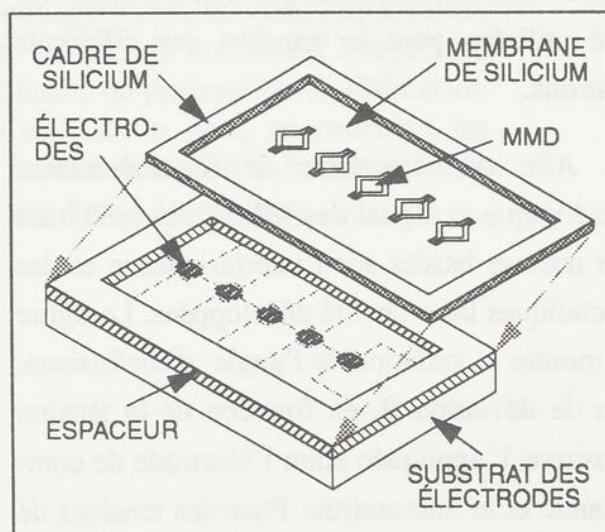


Figure 1: Vue éclatée d'une matrice linéaire de 5 MMD.

cro-usinée constituée d'une membrane de silicium dans laquelle sont fabriqués les MMD, et un substrat sur lequel ont été déposées successivement les électrodes de commande et une structure d'espacement (figure 1). Les micromiroirs sont fabriqués par gravure sèche à l'aide d'un canon à ions argon (énergie 600eV, densité de courant 0.35mA/cm²) de la membrane de 1µm d'épaisseur obtenue par gravure humide d'une gaufre de silicium <100> dans une solution aqueuse de KOH. Chaque micromiroir de la matrice présente une surface active de 50 × 50µm² tandis que la largeur et la longueur des bras de maintien sont respectivement égales à 1µm et 40µm. Les électrodes sont constituées de films métalliques Cr-Au d'épaisseur totale de 0.15µm qui ont été déposés par évaporation sous vide au canon à électrons sur un substrat de silicium oxydé thermiquement. L'espacement de 4µm entre les micromiroirs et les électrodes est assuré par un espaceur fabriqué à l'aide d'un film polyimide. Les techniques de photolithographie ont été utilisées pour le transfert des différents patrons.

Afin de caractériser le fonctionnement analogique et digital des MMD, des méthodes de mesure basées sur l'interférométrie et des techniques laser ont été développées. La figure 2 montre la variation de l'angle d'inclinaison, ou de déviation θ , en fonction de la tension positive V appliquée entre l'électrode de commande et le micromiroir. Pour des tensions de commande inférieures à la tension seuil ($V_s=37V$), l'angle de déviation est proportion-

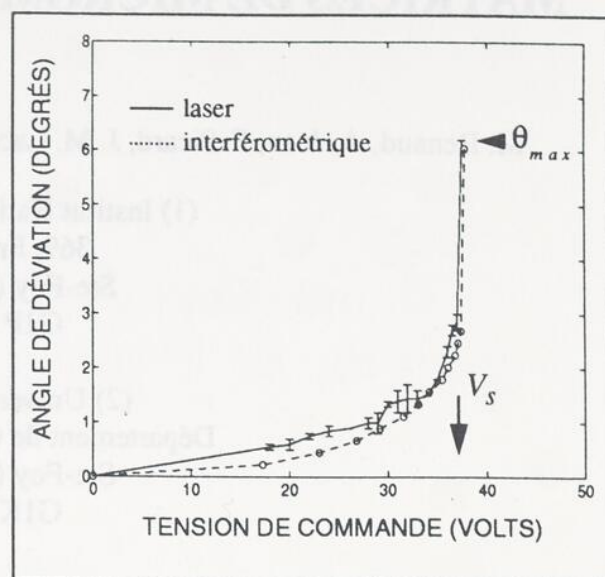


Figure 2: Caractéristique expérimentale $\theta - V$ mesurée à l'aide des montages interférométrique et laser.

nel la tension appliquée, ce qui convient pour l'opération analogique des MMD. Par contre, l'application d'une tension commande supérieure à V_s entraîne une déviation maximale ($\theta_{max} = 6^\circ$) et permettra l'opération digital ("on/off") des MMD. Des mesures préliminaires du temps de vie des dispositifs montrent que la caractéristique $\theta - V$ des MMD n'est pas dégradée de façon significative après quelques 10^{10} cycles d'opération en continu à une fréquence de 10kHz.

- [1] Kurt E. Peterson, "Silicon Torsional Scanning Mirror", IBM J. Res. Develop., vol.24, no.5, pp.631-637, sept.1980.
- [2] Larry J. Hornbeck, "Deformable-Mirror Spatial Light Modulator", Proc. SPIE, vol.1150, pp.86-102, 1989.

Optimisation de jonctions Y en optique intégrée utilisant des guides d'ondes courbes

Tahar TOUAM (1), Louis ROY (2),
Martin COURCHESNE (3), Francois YERGEAU (1)

(1) COPL, Université Laval, Ste-Foy, QUÉBEC, G1K 7P4

(2) OPTEL Technologies, Ste-Foy, QUÉBEC

(3) Miralab, Montréal, QUÉBEC

Les jonctions optiques en Y sont actuellement une des plus grandes limitations à l'intégration de circuits optiques. Leur principale caractéristique à améliorer est l'ouverture entre les branches qui éloigne les faisceaux l'un de l'autre. La séparation des faisceaux se fait généralement très lentement pour ne pas générer des modes radiatifs causant des pertes importantes. Nous présentons une étude par la méthode de propagation du faisceau (BPM) d'un branchement Y en optique intégrée. Nous tentons de maximiser l'ouverture entre les deux branches, d'une part, en utilisant un phénomène de diffraction à trois fentes appliqué au guide d'onde et, d'autre part, en courbant les branches après séparation des faisceaux. La distribution d'indice est profilée de manière à minimiser les pertes radiatives dues à la courbure.

de la structure du dispositif. Les résultats obtenus sont présentés dans la figure 1. On observe que la transmission est maximale pour une longueur d'onde de 1,55 μm . Cette longueur d'onde correspond à la longueur d'onde de la lumière émise par les diodes laser à semi-conducteurs.

La figure 2 illustre la dépendance de la transmission en fonction de la longueur d'onde. On constate que la transmission est maximale pour une longueur d'onde de 1,55 μm . Cette longueur d'onde correspond à la longueur d'onde de la lumière émise par les diodes laser à semi-conducteurs.

La figure 3 illustre la dépendance de la transmission en fonction de la longueur d'onde. On constate que la transmission est maximale pour une longueur d'onde de 1,55 μm . Cette longueur d'onde correspond à la longueur d'onde de la lumière émise par les diodes laser à semi-conducteurs.

La figure 4 illustre la dépendance de la transmission en fonction de la longueur d'onde. On constate que la transmission est maximale pour une longueur d'onde de 1,55 μm . Cette longueur d'onde correspond à la longueur d'onde de la lumière émise par les diodes laser à semi-conducteurs.

La figure 5 illustre la dépendance de la transmission en fonction de la longueur d'onde. On constate que la transmission est maximale pour une longueur d'onde de 1,55 μm . Cette longueur d'onde correspond à la longueur d'onde de la lumière émise par les diodes laser à semi-conducteurs.

La figure 6 illustre la dépendance de la transmission en fonction de la longueur d'onde. On constate que la transmission est maximale pour une longueur d'onde de 1,55 μm . Cette longueur d'onde correspond à la longueur d'onde de la lumière émise par les diodes laser à semi-conducteurs.

La figure 7 illustre la dépendance de la transmission en fonction de la longueur d'onde. On constate que la transmission est maximale pour une longueur d'onde de 1,55 μm . Cette longueur d'onde correspond à la longueur d'onde de la lumière émise par les diodes laser à semi-conducteurs.

La figure 8 illustre la dépendance de la transmission en fonction de la longueur d'onde. On constate que la transmission est maximale pour une longueur d'onde de 1,55 μm . Cette longueur d'onde correspond à la longueur d'onde de la lumière émise par les diodes laser à semi-conducteurs.

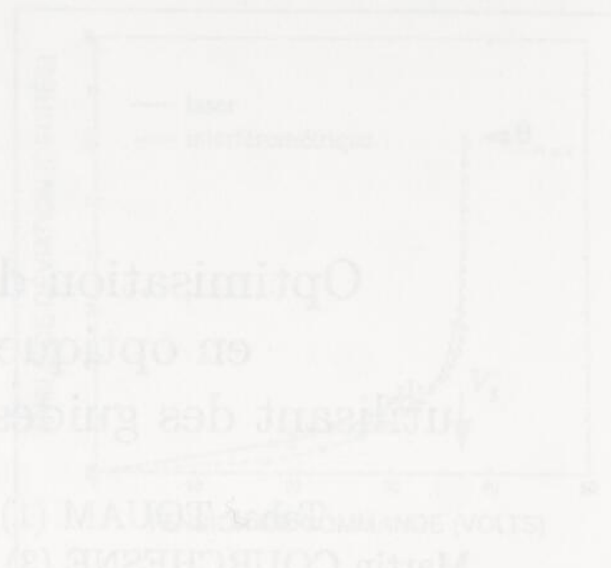


Figure 1. Transmission en fonction de la longueur d'onde.

La figure 2 illustre la dépendance de la transmission en fonction de la longueur d'onde. On constate que la transmission est maximale pour une longueur d'onde de 1,55 μm . Cette longueur d'onde correspond à la longueur d'onde de la lumière émise par les diodes laser à semi-conducteurs.

La figure 3 illustre la dépendance de la transmission en fonction de la longueur d'onde. On constate que la transmission est maximale pour une longueur d'onde de 1,55 μm . Cette longueur d'onde correspond à la longueur d'onde de la lumière émise par les diodes laser à semi-conducteurs.

La figure 4 illustre la dépendance de la transmission en fonction de la longueur d'onde. On constate que la transmission est maximale pour une longueur d'onde de 1,55 μm . Cette longueur d'onde correspond à la longueur d'onde de la lumière émise par les diodes laser à semi-conducteurs.

La figure 5 illustre la dépendance de la transmission en fonction de la longueur d'onde. On constate que la transmission est maximale pour une longueur d'onde de 1,55 μm . Cette longueur d'onde correspond à la longueur d'onde de la lumière émise par les diodes laser à semi-conducteurs.

La figure 6 illustre la dépendance de la transmission en fonction de la longueur d'onde. On constate que la transmission est maximale pour une longueur d'onde de 1,55 μm . Cette longueur d'onde correspond à la longueur d'onde de la lumière émise par les diodes laser à semi-conducteurs.

Guides d'ondes optiques par implantation d'ions lourds dans la silice

Marc VERHAEGEN (1), John L. BREBNER (1)
et Jacques ALBERT (2)

(1) Département de physique, Université de Montréal

C.P. 6128, Succ. A, Montréal, QUÉBEC, H3C 3J7

(2) Centre de Recherches sur les Communications, Ottawa, ONTARIO

Des ions de germanium et de silicium sont implantés à des énergies entre 3 et 5 MeV dans la silice synthétique. Les changements d'indice de réfraction, de volume et d'absorption dans l'ultraviolet sont mesurés en fonction de la dose implantée. Des guides linéaires monomodes sont fabriqués par implantation au travers d'un masque métallique.



Figure 1. Schéma de fabrication d'un guide d'ondes.

Guides d'ondes optiques par implantation d'ions lourds dans la silice

Marc VERHAEGEN (1), John L. BRENNER (1)
et Jacques ALBERT (2)

(1) Département de physique, Université de Montréal

C.P. 6128, succ. A, Montréal, QUÉBEC, H3C 3J7

(2) Centre de recherches sur les Communications, Ottawa, ONTARIO

Des ions de germanium et de silicium sont implantés à des énergies entre 2 et 5 MeV dans la silice synthétique. Les changements d'indice de réfraction de volume et d'épaisseur sont mesurés en fonction de la dose implantée. Des guides d'ondes monomodes sont fabriqués par implantation au travers d'un masque métallique.

A. Villeneuve
Département de Physique, COPL, Université Laval,
Québec, Qc Canada, G1K 7P4

J. S. Aitchison
Dept. of Electronics and Electrical Engineering, University of Glasgow,
Glasgow, UK G12 8QQ

P. V. Mamyshev
ATT Bell Laboratory, Holmdel, NJ 07733, USA

J. U. Kang, P. W. Wigley, G. I. Stegeman
CREOL, University of Central Florida,
FL 32826 USA

Dispositifs à base de solitons spatiaux dans l'AlGaAs

L'utilisation de l'AlGaAs à des énergies photoniques proches de la moitié de la bande interdite (band gap) permet la fabrication de dispositifs tout optique, comme le coupleur directionnel nonlinéaire [1-2], la jonction en X [3], l'interféromètre de Mach-Zehnder [4], ainsi que des démultiplexeurs temporels [5,6]. Ici, nous présentons de nouveaux résultats sur l'utilisation de solitons spatiaux [7] pour la réalisation de dispositifs. Ceux-ci sont fabriqués dans de l' $\text{Al}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{As}$ de $1.5\ \mu\text{m}$ d'épaisseur, entre deux cladding de l' $\text{Al}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}\text{As}$. La bande interdite du guide est à environ $750\ \text{nm}$ et à la longueur d'onde utilisée, soit $1550\ \text{nm}$, nous opérons sous la moitié de la bande interdite. Des techniques standard de photolithographie et de gravure par plasma sont utilisées pour le confinement latéral du guide. En général le cladding de $1.5\ \mu\text{m}$ est gravé à environ 1.2 à $1.3\ \mu\text{m}$, avec des largeurs de 4 à $6\ \mu\text{m}$.

Les solitons spatiaux sont des faisceaux qui ne subissent aucune diffraction. Ils définissent eux-mêmes leur propre guide, qui peut alors servir pour guider un autre faisceau. Le guide est formé par le changement d'indice nonlinéaire causé par l'effet Kerr [8]. Un soliton spatial est donc un équilibre entre la diffraction du faisceau et la nonlinéarité. L'indice de réfraction nonlinéaire doit être positif pour rendre possible des solitons spatiaux brillants (bright spatial soliton).

Le premier dispositif discuté est un absorbant saturable ultrarapide [9]. Le design de ce dispositif a été pensé pour la génération d'impulsions courtes dans les lasers à semiconducteurs ou à fibres dopées. Le masque définissant le confinement latéral du guide plan est représenté à la figure 1.

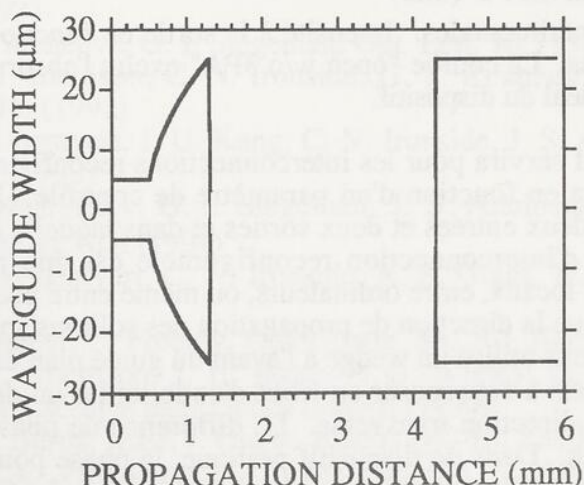


Figure 1. Schéma de l'absorbant saturable.

Le guide d'entrée est de $5\text{ }\mu\text{m}$ de largeur afin d'optimiser le couplage entre le laser et le dispositif. Pour réduire la puissance crête nécessaire pour former un soliton dans le guide plan (open section), nous avons de façon adiabatique (taper) élargi le guide de 5 à $25\text{ }\mu\text{m}$ [10], puisque la puissance solitonique est inversement proportionnelle à la largeur du soliton. Après le taper, un faisceau de faible intensité est libre de diffracter dans le plan du guide étant donné qu'il n'existe plus de confinement latéral. À forte intensité par contre un soliton spatial est formé directement à partir du mode du guide. Ce soliton se propage dans la partie ouverte (OPEN) et est capturé par le second guide à la droite. Le dispositif fonctionne de sorte qu'à basse intensité, la transmission est faible car une bonne partie du faisceau a diffracté, et le guide de droite ne capte qu'une petite fraction de la puissance à l'entrée. À haute intensité, le soliton se propage sans perte et est capturé sans perte par le guide de droite. La transmission du dispositif est alors maximale, se comportant alors comme un absorbant saturable. Le composant est ultrarapide de par la nature même de la nonlinéarité utilisée, soit l'effet Kerr optique nonrésonnant. Nous avons démontré que la nonlinéarité est nettement plus rapide que 100 femtosecondes [1]. Les courbes expérimentales et de simulations numériques utilisant la méthode de propagation de faisceau (BPM) sont présentées à la figures 2. Les courbes incluent (sauf une, petite hachure) incluent l'absorption à trois photons (3PA). Par comparaison, nous avons testé la même géométrie, à l'exception que le taper et le guide de droite sont reliés par un guide continu de $25\text{ }\mu\text{m}$ de large (CONTINUOUS). Dans le guide continu, la transmission est réduite à forte intensité en raison de la présence néfaste de l'absorption à trois photons. Dans le cas de l'absorbant saturable (OPEN), malgré le 3PA, la transmission augmente en raison de la formation d'un soliton spatial à la sortie du taper.

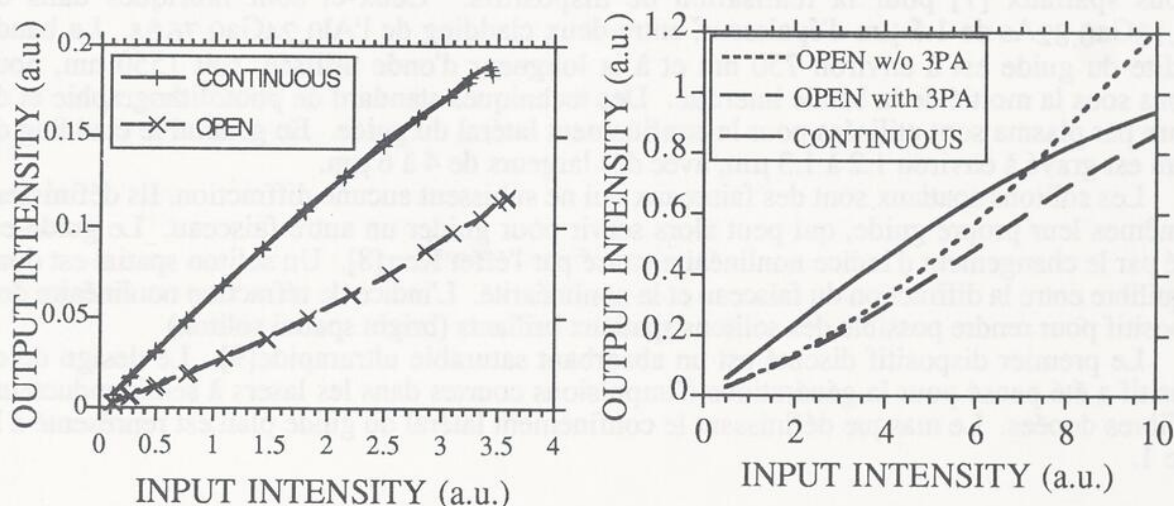


Figure 2. (a) Courbes expérimentales. Intensité à la sortie en fonction de l'intensité à l'entrée. (b) Simulation numériques. La courbe "open w/o 3PA" exclut l'absorption à trois photons pour montrer le fonctionnement idéal du dispositif.

Le second dispositif servira pour les interconnexions reconfigurables, c'est-à-dire que la direction du soliton variera en fonction d'un paramètre de contrôle. L'interconnexion la plus simple est celle contenant deux entrées et deux sorties et dans laquelle chaque entrée est reliée à chaque sortie. Ce genre d'interconnexion reconfigurable est une pièce maîtresse pour les communications sur réseaux locaux, entre ordinateurs, ou même entre puces électroniques. Ce que nous avons montré ici est que la direction de propagation des solitons spatiaux peut être contrôlée [11]. Pour ce faire nous avons utilisé un wedge à l'avant du guide plan dans lequel les expériences ont été faites. Ce wedge sert à superposer au front d'onde initial un décalage de phase linéaire (linear chirp) le long de la direction transverse. La différence de phase entre les extrémités du faisceau est de l'ordre de 2π . Dans un dispositif pratique, la phase pourrait être acquise à l'aide d'une électrode électro-optique afin d'obtenir une pleine intégration. La figure 3 montre le soliton à la sortie du guide avec et sans le masque de phase. Il faut noter que la translation latérale est

d'environ une pleine largeur du soliton et que la nature solitonique du faisceau est conservée. Pour de plus grands changements de phase, le déplacement latéral sera plus grand, de sorte qu'en contrôlant le voltage sur l'électrode, on pourrait par exemple adresser plusieurs points de sortie. Dans ce cas, des guides pourraient capter le soliton pour le rediriger.

En conclusion, nous avons démontré deux dispositifs à base de solitons spatiaux dans des guides en semiconducteurs à des énergies photoniques inférieures à la moitié de la bande interdite. Le premier dispositif pourra servir pour obtenir des impulsions courtes dans différents lasers. Nous croyons qu'il s'agit du premier absorbant saturable intégré ultrarapide (sous la pico-seconde). La deuxième expérience démontre une fois de plus la robustesse des solitons, et montre que ceux-ci peuvent être dirigés par une modulation externe. De plus, nous croyons que les forts changements d'indices nonlinéaires possibles dans l'AlGaAs permettront sous peu d'observer expérimentalement pour la première fois des effets guidés à forte nonlinéarité comme par exemple l'émission de solitons.

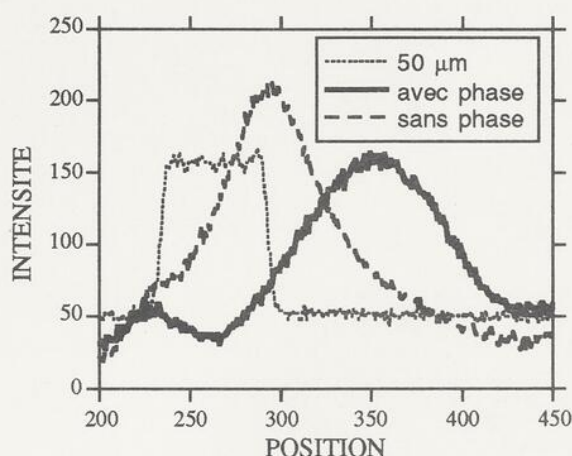


Figure 3. Profils d'intensité des solitons spatiaux à la sortie d'un guide plan de 7 mm de longueur. Ligne pleine: avec phase à l'entrée. Ligne hachurée: sans phase. Ligne pointillée: calibration, 50 μm .

- [1] A. Villeneuve, C. C. Yang, P. G. J. Wigley, G. I. Stegeman, J. S. Aitchison, C. N. Ironside, *Appl. Phys. Lett.* **61**, 147-149, (1992)
- [2] K. Al-hemyari, A. Villeneuve, J. U. Kang, J. S. Aitchison, C. N. Ironside, G. I. Stegeman, *Appl. Phys. Lett.* **26**, (1993)
- [3] J. S. Aitchison, A. Villeneuve, G. I. Stegeman, *Opt. Lett.* **18**, 1153-1155, (1993)
- [4] K. Al-hemyari, J. S. Aitchison, C. N. Ironside, G. T. Kennedy, R. S. Grant, W. Sibbett, *Electr. Lett.* **28**, 1090-1091, (1992)
- [5] A. Villeneuve, K. Al-hemyari, J. U. Kang, C. N. Ironside, J. S. Aitchison, G. I. Stegeman, *Electr. Lett.* **29**, 721-722, (1993)
- [6] A. Villeneuve, P. Mamyshev, G. I. Stegeman, J. S. Aitchison, C. N. Ironside, K. Al-Hemyari, *CLEO '94*, Anaheim, Mai (1994)
- [7] J. S. Aitchison, K. Al-hemyari, C. N. Ironside, R. S. Grant, W. Sibbett, *Electr. Lett.* **28**, 1879-1880, (1992)
- [8] A. Barthelemy, S. Maneuf, C. Froehly, *Opt. Comm.* **55**, 201-206, (1985)
- [9] A. Villeneuve, J. S. Aitchison, J. U. Kang, P. G. Wigley, G. I. Stegeman, "Integrated ultrafast saturable absorber", accepté dans *Optics Letters*, (1994)
- [10] A. F. Milton, W. K. Burns, *IEEE J. Quant. Electr.* **QE-13**, 828-835, (1977)
- [11] P. V. Mamyshev, A. Villeneuve, G. I. Stegeman, J. S. Aitchison, "Steerable optical waveguides formed by bright spatial solitons in AlGaAs", accepté dans *Electr. Lett.*, (1994)

The first part of the paper is devoted to a review of the literature on the subject of the effect of the concentration of the solution on the rate of the reaction. It is shown that the rate of the reaction increases with the concentration of the solution, and this is in agreement with the results obtained in the present work. The second part of the paper is devoted to a study of the effect of the concentration of the solution on the rate of the reaction. It is shown that the rate of the reaction increases with the concentration of the solution, and this is in agreement with the results obtained in the present work. The third part of the paper is devoted to a study of the effect of the concentration of the solution on the rate of the reaction. It is shown that the rate of the reaction increases with the concentration of the solution, and this is in agreement with the results obtained in the present work. The fourth part of the paper is devoted to a study of the effect of the concentration of the solution on the rate of the reaction. It is shown that the rate of the reaction increases with the concentration of the solution, and this is in agreement with the results obtained in the present work. The fifth part of the paper is devoted to a study of the effect of the concentration of the solution on the rate of the reaction. It is shown that the rate of the reaction increases with the concentration of the solution, and this is in agreement with the results obtained in the present work. The sixth part of the paper is devoted to a study of the effect of the concentration of the solution on the rate of the reaction. It is shown that the rate of the reaction increases with the concentration of the solution, and this is in agreement with the results obtained in the present work. The seventh part of the paper is devoted to a study of the effect of the concentration of the solution on the rate of the reaction. It is shown that the rate of the reaction increases with the concentration of the solution, and this is in agreement with the results obtained in the present work. The eighth part of the paper is devoted to a study of the effect of the concentration of the solution on the rate of the reaction. It is shown that the rate of the reaction increases with the concentration of the solution, and this is in agreement with the results obtained in the present work. The ninth part of the paper is devoted to a study of the effect of the concentration of the solution on the rate of the reaction. It is shown that the rate of the reaction increases with the concentration of the solution, and this is in agreement with the results obtained in the present work. The tenth part of the paper is devoted to a study of the effect of the concentration of the solution on the rate of the reaction. It is shown that the rate of the reaction increases with the concentration of the solution, and this is in agreement with the results obtained in the present work.



Figure 2. Dependence of the rate of the reaction on the concentration of the solution. The curve is labeled 'Curve 1' and 'Curve 2'.

- [1] A. V. Kabanov, *Chem. Rev.*, **51**, 147-149 (1952).
- [2] K. A. V. Kabanov, *Chem. Rev.*, **51**, 147-149 (1952).
- [3] A. V. Kabanov, *Chem. Rev.*, **51**, 147-149 (1952).
- [4] A. V. Kabanov, *Chem. Rev.*, **51**, 147-149 (1952).
- [5] A. V. Kabanov, *Chem. Rev.*, **51**, 147-149 (1952).
- [6] A. V. Kabanov, *Chem. Rev.*, **51**, 147-149 (1952).
- [7] A. V. Kabanov, *Chem. Rev.*, **51**, 147-149 (1952).
- [8] A. V. Kabanov, *Chem. Rev.*, **51**, 147-149 (1952).
- [9] A. V. Kabanov, *Chem. Rev.*, **51**, 147-149 (1952).
- [10] A. V. Kabanov, *Chem. Rev.*, **51**, 147-149 (1952).



ACFAS

425, rue De La Gauchetière Est
Montréal, Qc, Canada, H2L 2M7
Téléphone: (514) 849-0045
Télécopieur: (514) 849-5558

OPTIQUE GUIDÉE ET PHOTONIQUE 3

ORGANISATEURS DU COLLOQUE

Suzanne Lacroix
et
Denis Ricard

École Polytechnique de Montréal
Département de génie physique
Case Postale 6079, Succ. Centre-Ville
Montréal, Qc, Canada, H3C 3A7
Télécopieur: (514) 340-3218
Téléphone: (514) 340-4124



ÉCOLE
POLYTECHNIQUE
MONTREAL

Le
génie
sans frontières